

DLR-IB-AT-KP-2017-71

**Numerische Analyse eines
Radialverdichters mit
Spiralgehäuse und
unbeschaufeltem Diffusor**

Masterarbeit
Jonas Rosemeier



DLR

**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt**



Institut für
Antriebstechnik



RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM
LEHRSTUHL FÜR THERMISCHE TURBOMASCHINEN

Masterarbeit

M 78

Numerische Analyse eines Radialverdichters mit Spiralgehäuse und unbeschaufeltem Diffusor

vorgelegt von:

Jonas Rosemeier

Matr.-Nr.: 108014255556

Studiengang: Maschinenbau

Studienschwerpunkt: Strömungsmaschinen

Hochschullehrer: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Mönig

Betreuer: Dipl. Phys. Oliver Reutter

eingereicht am:

Aufgabenstellung

Numerische Analyse eines Radialverdichters mit Spiralgehäuse und unbeschaufeltem Diffusor

Gegenstand der Arbeit ist ein Radialverdichter der Firma Liebherr Aerospace Toulouse, den diese in ihren Flugzeugklimatisierungsanlagen verwenden. Dieser Verdichter soll mit dem DLR-eigenen RANS-Löser simuliert und numerisch untersucht werden. Der Verdichter soll in dem Clean Sky EU-Projekt Rossini am DLR in Köln experimentell vermessen werden. Dazu sind vorbereitende Rechnungen notwendig, um den Versuchsbetrieb und mögliche Instrumentierungen besser planen zu können.

Die Geometrie des Verdichters, des unbeschaufelten Diffusors und der Spirale werden von Liebherr gestellt. In einem ersten Schritt soll die Geometrie so aufbereitet werden, dass sie vernetzt werden kann. Das Netz des Verdichters soll dabei im DLR-eigenen Vernetzer PyMesh erzeugt werden. Das Netz der Spirale wird unstrukturiert mit Hilfe eines kommerziellen Programms erzeugt. Nach der Einarbeitung in die entsprechenden Tools soll das Kennfeld mit und ohne Spirale berechnet werden. Die aerodynamischen Untersuchungen sollen analysiert werden, um Hinweise auf die Versagensmechanismen an der Pumpgrenze zu erhalten sowie die Bewertung von Instrumentierungsmöglichkeiten zu unterstützen.

Arbeitsschritte:

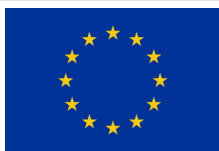
1. Einarbeitung in die Thematik und die verwendeten Programme
2. Vernetzung der von Liebherr gestellten Geometrien
3. Kennlinienrechnungen für 40 %, bis 100 % des Verdichters
4. Kennlinienrechnungen für 40 %, bis 100 % des Verdichters mit Spiralgehäuse
5. Analyse der Ergebnisse

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, Jonas Rosemeier, an Eides statt, die vorliegende Masterarbeit selbstständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Ort, Datum

Unterschrift



This thesis has been prepared in the framework of a project that has received funding from the *European Union's Horizon 2020 research and innovation programme* under grant agreement No 717081

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wird ein Radialverdichter der Firma Liebherr Aerospace samt Spiralgehäuse und unbeschaukeltem Diffusor analysiert. Für die Analyse wird zunächst nur das Laufrad mit unbeschaukeltem Diffusor simuliert und das Verhalten des Verdichters im Auslegungspunkt untersucht. Es wird das grundlegende Betriebsverhalten des Verdichters anhand von Kennfeldern gezeigt und auf Grundlage von Strömungsgrößen auf der Schaufeloberfläche festgestellt, dass der Verdichter im Auslegungspunkt grundsätzlich subsonisch arbeitet. Der Druckaufbau findet primär in den hinteren zwei Dritteln der Schaufel statt, wodurch auch die Schaufelbelastung hier am größten ist. In Betriebspunkten an der Pumpgrenze ist eine positive Inzidenz in der Zuströmung feststellbar und hohe Verluste, die im Gehäusebereich generiert werden. Maßgeblichen Einfluss auf diese Verluste und die Pumpgrenze hat der Spaltwirbel, welcher sich vor allem im Bereich der Schaufelvorderkante bildet. Auch im hinteren Bereich der Schaufel deuten sich Ablösungen an, die den Pumpzustand auslösen können. In Betriebspunkten an der Sperrgrenze ist eine starke negative Inzidenz in der Zuströmung festzustellen, wodurch die Druckverhältnisse auf der Druck- und Saugseite der Schaufel im vorderen Bereich der Passage umgekehrt sind. Dies führt zu einer Spaltströmung, die von der Saug- zur Druckseite gerichtet ist und sich erst umkehrt, wenn ab ca. 20 % der Schaufellänge der Druck auf der Druckseite wieder höher ist als auf der Saugseite. Im Schaufelkanal bildet sich ein Sperrstoß aus, der charakteristisch für die Strömung an der Sperrgrenze ist.

Im Weiteren wird der Verdichter zusammen mit dem Spiralgehäuse simuliert, wobei sich bei der Strömung durch die Spirale ein Totaldruckverlust feststellen lässt, welcher vor allem abhängig vom jeweiligen Zuströmwinkel am Eintritt der Spirale ist und auch die Totaldruckverhältnisse im Verdichterkennfeld beeinflusst. Die Struktur der Strömung in der Spirale ist ebenfalls vom Betriebspunkt abhängig. Bei großen Massenströmen und kleinen Einströmwinkeln bildet sich ein gleichmäßiger Wirbel auf den Querschnitten der Spirale. Bei kleinen Massenströmen und großen Einströmwinkeln besteht hingegen die Tendenz zur Ausbildung von zwei gegenläufigen Wirbeln auf den Querschnitten. Des Weiteren ist zu sehen, dass auch in der Spirale eine Diffusorwirkung vorhanden ist und somit der statische Druck im Verlauf der Spirale weiter ansteigt.

Am Ende dieser Masterarbeit wird auf die numerische Konfiguration der Simulationen eingegangen, wobei festgestellt wird, dass eine Mixingplane nur am Übergang zwischen zwei strukturierten Netzblöcken verwendet werden sollte. Zusätzlich sollte als Austrittsbedingung in unstrukturierten Netzen eine Riemann-Randbedingung genutzt werden. Mit diesen Verbesserungen ergibt sich ein besseres Konvergenzverhalten und eine robustere Konfiguration.

Inhaltsverzeichnis

Aufgabenstellung	I
Eidesstattliche Erklärung	III
Zusammenfassung	V
Inhaltsverzeichnis	VII
Abbildungsverzeichnis	IX
Nomenklatur	XII
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund und Motivation	1
1.2 Ziel der Arbeit	2
2 Grundlagen	3
2.1 Physikalische Grundlagen	3
2.1.1 Navier-Stokes-Gleichung	3
2.1.2 Mittelung von Strömungsgrößen	5
2.1.3 Turbulenzmodelle	6
2.2 Grundlagen der Verdichterströmung	8
2.2.1 Verlusteffekte	8
2.2.2 Verwendete Kennzahlen	11
2.2.3 Grenzen des Betriebsbereichs	13
3 Durchführung der Untersuchungen	14
3.1 Verwendete Rechnernetze	14
3.1.1 Netzarten	14
3.1.2 Programme für die Netzerzeugung	17
3.1.3 Strukturiertes Netz des Verdichters	18
3.1.4 Unstrukturiertes Netz der Spirale	24
3.2 Einstellungen der Simulationen	28
3.2.1 Grundlegendes Setup der Rechnungen	28
3.2.2 Vorgehen für die Simulationen	32

4	Ergebnisse	33
4.1	Grundlegendes Vorgehen bei der Auswertung	33
4.2	Verhalten des Verdichters am Auslegungspunkt	35
4.3	Verhalten im Grenzbereich des Kennfelds	42
4.3.1	Analyse der Strömung an der Pumpgrenze	42
4.3.2	Analyse der Strömung im Sperren	49
4.4	Analyse der Strömung in der Spirale	54
4.5	Detailbetrachtung der numerischen Randbedingungen	64
5	Fazit und Ausblick	70
	Literatur	72

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gesamtansicht des untersuchten Radialverdichters mit Spiralgehäuse . . .	2
2.1	Mittelwert und Fluktuationsanteil einer Strömungsgröße	5
2.2	Schematische Darstellung der Grenzschichten an einem Schaufelprofil [1]	9
2.3	Schematische Darstellung der Wirbelbildung in Folge von Spaltverlusten [1]	10
2.4	Schematische Darstellung des Jet-Wake-Gebietes nach [2]	10
2.5	Definition der verwendeten Strömungswinkel	12
2.6	Darstellung eines typischen Verdichterkennfeldes [3]	12
3.1	Vergleich von strukturierten und unstrukturierten Netzen	15
3.2	Schematische Darstellung verschiedener strukturierter Netze; links: O- Netz, mitte C-Netz, rechts: H-Netz [4]	15
3.3	Verwendetes S2m-Netz	19
3.4	S1-Netz am Gehäuse mit grundlegender Topologie	20
3.5	S1-Netz an der Nabe mit grundlegender Topologie	21
3.6	Schematische Darstellung der Topologie des C-Netzes an der Schaufel- hinterkante	22
3.7	Topologie des C-Netzes an der Schaufelhinterkante	22
3.8	Ansicht der Exit- und Diffusorblöcke	23
3.9	Vollständiges 3D-Netz der Verdichter-Passage	24
3.10	Vergleich der <i>curvature clustering</i> Einstellung anhand der Spiralzunge; links: 6, rechts: 20	25
3.11	Vergleich der <i>curvature clustering</i> Einstellung anhand des Spiral-Inlets; links: 6, rechts: 20	25
3.12	Detailansicht der Prismenschichten am Outlet der Spirale	26
3.13	Vergleich verschiedener Netzeinstellungen am Inlet der Spirale	26
3.14	Vollständiges 3D-Netz der Spirale mit Detailansichten von Inlet, Outlet und Zunge	27
3.15	Definition der einzelnen Interfaces und Oberflächen für Simulationen des Lauftrads	29
3.16	Definition der einzelnen Interfaces und Oberflächen für Simulationen mit Lauftrad und Spiralgehäuse	30
3.17	y+- Werte des Verdichter-Netzes	31
3.18	y+- Werte des Spiralen-Netzes	31
4.1	Darstellung der S1- und S3-Ebenen im Lauftrad des Verdichters	34

4.2	Kennfeld des Verdichters; normiertes Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Massenstrom	35
4.3	Kennfeld des Verdichters; normierter Wirkungsgrad über dem reduzierten Massenstrom	36
4.4	Anströmbedingungen der Schaufel; links Anströmwinkel α , rechts Anströmgeschwindigkeit v_x	37
4.5	Druckverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1	38
4.6	Abströmbedingungen der Schaufel; links Abströmwinkel α , rechts Abströmgeschwindigkeit v_r	39
4.7	Strömungsgrößen auf der Schaufeloberfläche bei 90 % Kanalhöhe; links: isentrope Machzahl M_{is} über ξ ; rechts: statischer Druck p über ξ	40
4.8	Vergleich der An- (links) und Abströmwinkel (rechts) am Auslegungspunkt und an der Pumpgrenze	42
4.9	Entropieverlauf im S2m-Schnitt für den Betriebspunkt mit $\eta_{is,max}$ links und Betriebspunkt an der Pumpgrenze rechts	43
4.10	Darstellung des Spaltwirbels und der Machzahlverteilung an der Schaufelvorderkante in der S1-Ebene 90% Kanalhöhe; maximaler Wirkungsgrad oben, Pumpgrenze unten	45
4.11	Darstellung der Jet-Wake-Gebiete anhand der Machzahlverteilung und Stromlinien auf den S3-Ebenen P3-P5; maximaler Wirkungsgrad oben, Pumpgrenze unten	46
4.12	Entropieverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1 für den Betriebspunkt mit $\eta_{is,max}$ oben und den Betriebspunkt an der Pumpgrenze unten	48
4.13	Isentrope Machzahlverteilung und Druckverteilung bei 90% Kanalhöhe	50
4.14	Machzahlverteilung auf der S1-Ebene bei 90 % Kanalhöhe; $n_{red} = 46110$, Sperrgrenze	51
4.15	Druckverteilung auf der S1-Ebene bei 90 % Kanalhöhe; Darstellung des Spaltwirbels durch Stromlinien	52
4.16	Entropieverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1	53
4.17	Kennfeld des Verdichters mit und ohne Spirale; normiertes Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Massenstrom	54
4.18	Zuströmwinkel der Spirale über dem reduzierten Massenstrom; Konturplot des Druckverlustbeiwerts	55
4.19	Stromlinien in der Spirale	56
4.20	Statische Druckverteilung in der Eintrittsebene der Spirale	57
4.21	Statische Druckverteilung in der gesamten Spirale	58

4.22	Wirbelstruktur im Querschnitt a) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze	59
4.23	Wirbelstruktur im Querschnitt b) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze	59
4.24	Wirbelstruktur im Querschnitt c) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze	60
4.25	Wirbelstruktur im Querschnitt d) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze	61
4.26	Strömung im Bereich der Zunge der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze	62
4.27	Darstellung der ursprünglichen Konfiguration der Mixingplane	64
4.28	Darstellung der radialen Verläufe des Drucks vor und hinter der Mixingplane in der ursprünglichen Konfiguration	65
4.29	Darstellung der Mixingplane-Konfiguration mit reduzierter Auflösung des Übergangsblocks	66
4.30	Darstellung der radialen Verläufe des Drucks vor und hinter der Mixingplane bei reduzierter Auflösung des Übergangsblocks	67
4.31	Darstellung der radialen Verläufe des Drucks mit hoch aufgelöstem Übergangsblock	67
4.32	Darstellung von vier zusätzlich gerechneten Punkten im Kennfeld mit der Konfiguration der reduzierten Auflösung des Übergangsblocks	69

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
c^*	$[m/s]$	Schubspannungsgeschwindigkeit
c	$[J/(kgK)]$	spezifische Wärmekapazität
e	$[J/kg]$	spezifische innere Energie
F	$[N]$	(äußere) Kraft
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
h	$[J/kg]$	spezifische Enthalpie
i, j, k	$[-]$	Laufvariablen im Rechnernetz
k	$[J]$	kinetische Energie
\dot{m}	$[kg/s]$	Massenstrom
Ma	$[-]$	Machzahl
p	$[Pa]$	Druck
Pr	$[-]$	Prandtl-Zahl
\dot{q}	$[W/m^2]$	Wärmestromdichte
r	$[m]$	Radius
R	$[J/(molK)]$	allgemeine Gaskonstante
S	$[J/K]$	Entropie
t	$[s]$	Zeit
T	$[K]$	Temperatur
T_{Suth}	$[K]$	Sutherland-Temperatur
v	$[m/s]$	Geschwindigkeit
w	$[m/s]$	Relativgeschwindigkeit
x	$[m]$	Ortskoordinate
y^+	$[-]$	dimensionsloser Wandabstand

Griechische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
ρ	$[kg/m^3]$	Dichte
δ	$[-]$	Kronecker-Symbol
μ	$[Pa\cdot s]$	dynamische Viskosität
κ	$[-]$	Isentropenexponent
λ	$[W/mK]$	Wärmeleitfähigkeit
ω	$[1/s]$	Winkelgeschwindigkeit, spezifische Dissipationsrate
β	$[^\circ]$	abs. Strömungswinkel, Koeffizient im $k - \omega$ -Modell
α	$[^\circ]$	rel. Strömungswinkel, Koeffizient im $k - \omega$ -Modell
σ	$[-]$	Koeffizient im $k - \omega$ -Modell
Θ	$[-]$	Integrationskonstante für die Zeit
η	$[\%]$	Wirkungsgrad
Π	$[-]$	Druckverhältnis
τ	$[N/m^2]$	Schubspannung

Hoch- und Tiefgestellte Indizes

Zeichen	Bedeutung
x	Platzhalter für eine beliebige Größe
\bar{x}	zeitlicher Mittelwert einer Strömungsgröße
x'	Fluktuationsanteil einer Strömungsgröße
x^*	Turbulente Größe
x_0	Referenzgröße
x_t	Totale Größe
x_{is}	Isentrop
x_{abs}	Größe im Absolutsystem
x_{in}	Eintrittsgröße
x_{out}	Austrittsgröße
x_{red}	Reduzierte Größe
x_r	Größe in radialer Richtung
x_x	Größe in x-Richtung
x_u	Größe in Umfangsrichtung

Abkürzungen

Zeichen	Bedeutung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
NLR	Nationales Luft- und Raumfahrtlabor der Niederlande
ROSSINI	Radial cOmpreSsor Surge INception Investigation
EU	Europäische Union
DNS	Direkte Numerische Simulation
SS	Saugseite
DS	Druckseite
CPU	Central Processing Unit
IS	Innenseite des Spiralgehäuses
AS	Außenseite des Spiralgehäuses

1 Einleitung

1.1 Hintergrund und Motivation

Als Radialverdichter wird im allgemeinen eine Turbomaschine bezeichnet, in der ein Fluid komprimiert wird und im Rahmen dieser Komprimierung eine deutliche radiale Richtungsänderung erfährt. Gegenüber Axialverdichtern kennzeichnet Radialverdichter vor allem ihre kompakte Bauform bei gleichzeitig deutlich höheren Stufendruckverhältnissen aus. Durch die geringere Anzahl an Einzelteilen nimmt außerdem die Komplexität und somit auch der Fertigungsaufwand gegenüber Axialverdichtern ab. Auf Grund dieser Eigenschaften werden Radialverdichter in vielen verschiedenen Bereichen der Industrie und des Alltags eingesetzt, wie z.B. in Abgasturboladern der Auto- und Schifffahrtsindustrie, als Prozessverdichter in der Öl- und Chemieindustrie, in Klimaaggregaten von Zügen und Flugzeugen oder als Teile von Triebwerken und Hilfsgasturbinen in Hubschraubern bzw. Flugzeugen.

Im Zusammenhang mit dem kontinuierlich steigenden Energiebedarf der Menschheit und den gleichzeitig immer knapper werdenden Ressourcen nimmt die Bedeutung von umwelt- und ressourcenschonender Energiewirtschaft innerhalb der Gesellschaft weiter zu. Um diese Entwicklung zu fördern und umwelt- und ressourcenschonendere Technologien voranzutreiben wurde von der europäischen Union (EU) das Forschungsprogramm *CleanSky* bzw. *CleanSky 2* ins Leben gerufen. Dies fördert und vereint Projekte, die im Bereich der Luftfahrt durchgeführt werden und hat vor allem das Ziel, den Verbrauch von Ressourcen und die Emission von Schadstoffen und Lärm in der Luftfahrt zu verringern.

Diese Masterarbeit wird im Rahmen des Projektes *ROSSINI* (Radial cOmpreSSor Surge INception Investigation) durchgeführt, welches innerhalb des Forschungsprogramms *CleanSky 2* von der EU gefördert wird. *ROSSINI* ist ein Kooperationsprojekt zwischen dem Luftfahrtzulieferer Liebherr Aerospace, dem Nationalen Luft- und Raumfahrtlabor der Niederlande (NLR) und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR). Gegenstand der Untersuchung ist ein Radialverdichter mit unbeschaufeltem Diffusor samt Spiralgehäuse der Firma Liebherr, welcher in Klimaaggregaten für Flugzeugkabinen eingesetzt wird und einerseits am DLR messtechnisch und am NLR numerisch untersucht werden soll. Das Hauptaugenmerk der Untersuchungen liegt auf dem Betriebsverhalten des Verdichters in Bereichen nahe der Pumpgrenze und einem besseren Verständnis der Entstehung von sogenannten rotierenden Instabilitäten. Für die Auslegung eines Prüfstandes und die Planung von Messungen werden am DLR erste numerische Untersuchungen durchgeführt, welche Gegenstand dieser Masterarbeit sind.

1.2 Ziel der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine erste Analyse des Betriebsverhaltens und grundlegender Effekte in der Strömung des Radialverdichters durchzuführen. Für die Untersuchung wird das Laufrad des Verdichters, der unbeschaufelte Diffusor und das Spiralgehäuse betrachtet, welche in Abbildung 1.1 dargestellt sind.

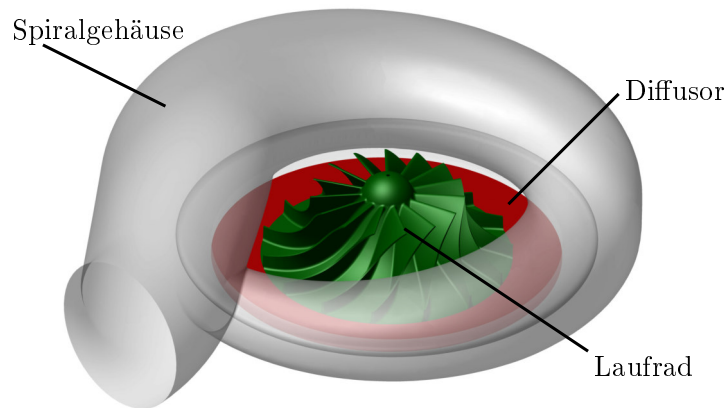


Abbildung 1.1: Gesamtansicht des untersuchten Radialverdichters mit Spiralgehäuse

Um Simulationen durchführen zu können, muss sowohl für das Laufrad als auch für die Abströmspirale zunächst ein Rechennetz erzeugt werden, wobei das Laufrad mit dem institutseigenen Programm PyMesh strukturiert und die Spirale mit dem Programm CEN-TAUR unstrukturiert vernetzt wird.

Anschließend wird zunächst das Verdichterlaufrad mit Hilfe des Strömungslösers TRACE simuliert, um das Betriebsverhalten des Verdichters in Form von Kennfeldern zu dokumentieren. Des Weiteren werden Strömungseffekte untersucht, welche auftreten, wenn der Verdichter im Bereich der Pump- und Sperrgrenze arbeitet. Am Ende wird das Laufrad zusammen mit der Abströmspirale simuliert, um einerseits den Einfluss der Spirale auf das Kennfeld zu untersuchen und andererseits die Strömung innerhalb der Spirale genauer zu analysieren.

Beim Durchlaufen der gesamten Prozesskette, von der Vernetzung über die Simulation bis hin zum Post-Processing, sollen möglichst weitere Erfahrungen gesammelt werden, welche innerhalb der Abteilung Fan und Verdichter und am Institut für Antriebstechnik in zukünftige Projekte und Arbeiten einfließen können. Vor allem im Bereich der Simulation von Spiralen mit TRACE und der Kombination von strukturierten und unstrukturierten Netzen sind die Erfahrungen noch nicht so ausgeprägt wie z.B. bei Axialverdichtern oder separaten Radialverdichterlaufrädern.

2 Grundlagen

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden auf der Grundlage von numerischen Strömungssimulationen durchgeführt. In diesem Kapitel werden zunächst im Abschnitt 2.1 die Grundlagen für die numerische Berechnung von Strömungen erläutert. Dazu gehören die Navier-Stokes-Gleichungen, Grundlagen zur Mittelung von Strömungsgrößen und die Anwendung von Turbulenzmodellen.

Anschließend wird in Abschnitt 2.2 auf die Grundlagen einer Verdichterströmung eingegangen. Hierzu werden die grundlegenden Verlustmechanismen im Verdichtern vorgestellt und die Betriebszustände an den Grenzen eines Verdichterkennfeldes erläutert. Im letzten Unterkapitel werden verschiedene Kennzahlen bzw. Strömungsgrößen definiert, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendung finden.

2.1 Physikalische Grundlagen

2.1.1 Navier-Stokes-Gleichung

Zur Berechnung von dreidimensionalen Strömungen werden im Allgemeinen die Navier-Stokes-Gleichungen verwendet. Die Navier-Stokes-Gleichungen stellen ein System aus fünf Gleichungen dar, welche aus den fundamentalen physikalischen Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie bestehen. In den Gleichungen 2.1 bis 2.3 sind die Formulierungen der Erhaltungssätze in differentieller, konservativer Form, unter Vernachlässigung der inneren Wärmeerzeugung dargestellt. In dieser Form sind sie gültig für dreidimensionale, instationäre, reibungsbehaftete und kompressible Strömungen. Es gilt an dieser Stelle die Einsteinsche Summenkonvention.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial (\rho v_j)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i v_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + F_j \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial (\rho e_t)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i e_t)}{\partial x_i} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} - \frac{\partial (p v_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial (\tau_{ij} v_j)}{\partial x_i} + \rho g_i v_i \quad (2.3)$$

In den Gleichungen bezeichnet ρ die Dichte, v die Strömungsgeschwindigkeit, p den Druck, F_j die äußeren Kräfte wie z.B. die Gravitation, e_t die totale innere Energie und q die Wärmestromdichte, d.h. die dem Fluid pro Zeiteinheit zugeführte Wärmemenge. Zur Beschreibung der Strömungsvorgänge in Turbomaschinen spielen die äußeren Kräfte eine untergeordnete Rolle, weshalb sie oftmals vernachlässigt werden können.

Das System der Navier-Stokes-Gleichungen ist in dieser Form nicht geschlossen, weshalb weitere Gleichungen benötigt werden, um die unbekannten Größen zu bestimmen. Der Schubspannungstensor τ_{ij} kann für Newtonische Fluide mit Hilfe der Stokesschen Beziehung formuliert werden als:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad (2.4)$$

wobei μ die dynamische Viskosität des Fluids bezeichnet, δ_{ij} das Kronecker-Symbol¹ und τ_{ij} den Schubspannungstensor. Da die dynamische Viskosität eine Stoffeigenschaft ist und nicht direkt bestimmt werden kann, wird als Ansatz das Sutherland-Modell zur Hilfe genommen, welches vereinfacht annimmt, dass die Viskosität nur von der Temperatur des Fluids abhängt. Die Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur lautet:

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + T_{Suth}}{T + T_{Suth}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.5)$$

Die Werte μ_0 und T_0 bilden Referenzwerte für die Berechnung und werden z.B. anhand der Eintrittsparameter für Druck und Temperatur gewählt, T_{Suth} steht für die Sutherland-Temperatur die abhängig vom Medium festgelegt wird und konstant ist.

Als weiterer Ansatz zur Schließung des Gleichungssystem wird auf die kalorische Zustandsgleichung nach Gleichung 2.6 und die thermische Zustandsgleichung nach Gleichung 2.7 zurückgegriffen.

$$e = c_v T = (c_p - R) T = \frac{1}{\kappa - 1} R T \quad (2.6)$$

$$p = \rho R T \quad (2.7)$$

Die beiden Zustandsgleichungen verbinden die Erhaltungsgrößen Masse und Energie mit den Zustandsgrößen Druck und Temperatur. Zusätzlich beschreibt der Fouriersche Ansatz der Wärmeleitung nach Gleichung 2.8 die Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der Wärmeleitfähigkeit des Fluids, welche im Rahmen der Simulation über die Prandtl-Zahl fest vorgegeben wird.

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.8)$$

¹Für das Kronecker-Symbol gilt: $\delta_{ij} = 1$ wenn $i = j$ und $\delta_{ij} = 0$ wenn $i \neq j$

2.1.2 Mittelung von Strömungsgrößen

Durch die genannten Schließungsansätze und teilweise als konstant angenommenen Stoffeigenschaften ist es möglich, mit den Navier-Stokes-Gleichungen jede Art von Strömung numerisch zu berechnen. Mit Hilfe dieser direkten numerischen Simulation (DNS) können auch turbulente Strömungen vollständig aufgelöst und kleinste Turbulenzen und Wirbelsysteme abgebildet werden. Diese Methode der Simulation benötigt allerdings enorm hohe Rechenkapazitäten, da die räumliche und zeitliche Auflösung der Simulation groß genug sein muss, um alle Strömungsphänomene zu erfassen. Die Berechnung von komplexen Strömungsvorgängen, wie sie z.B. in Turbomaschinen vorliegen, ist aus diesem Grund mit den heutigen technischen Möglichkeiten nicht zu realisieren und die Anwendung der DNS beschränkt sich zumeist auf Projekte der Grundlagenforschung. Für die Anwendung der Navier-Stokes-Gleichungen auf technische Problemstellungen, wie sie in der Industrie vorkommen, werden verschiedene Mittelungsverfahren angewendet, welche den Rechenaufwand deutlich reduzieren. Durch die Anwendung dieser Mittelungsverfahren auf die Navier-Stokes-Gleichungen erhält man die sogenannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (auch RANS-Gleichungen genannt; aus dem Englischen von Reynolds-Averaged-Navier-Stokes), welche im Folgenden kurz erläutert werden.

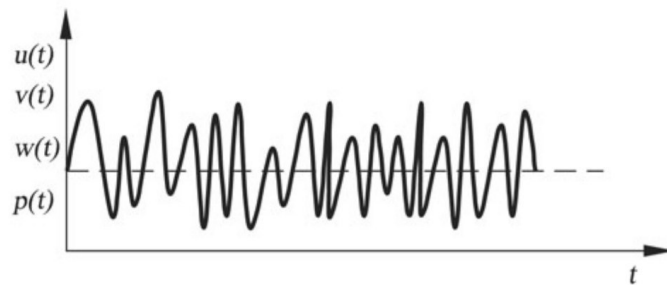


Abbildung 2.1: Mittelwert und Fluktuationsanteil einer Strömungsgröße

Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, kann laut Laurien, Oertel [5] in einer statistisch stationären Strömung jede Größe, z.B. die Geschwindigkeitskomponente v , als Summe aus einem zeitgemittelten Wert und einem Fluktuationsanteil um diesen Wert dargestellt werden:

$$v(x, y, z, t) = \bar{v}(x, y, z) + v'(x, y, z, t), \quad (2.9)$$

wobei gilt:

$$\bar{v}(x, y, z) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \bar{v}(x, y, z, \vartheta) d\vartheta. \quad (2.10)$$

In den Gleichungen bezeichnet ϑ die Integrationskonstante für die Zeit, \bar{v} den Mittelwert der Strömungsgröße, v' den Fluktuationsanteil der Strömungsgröße und Δt das Zeitintervall über das integriert wird. Das Zeitintervall Δt muss in Relation zur typischen Zeitskala der Schwankungen ausreichend groß sein, damit \bar{v} nicht vom Zeitpunkt, an dem die Mittelung beginnt, abhängt. Für typische technische Anwendungen ist der Fluktuationsanteil der Strömungsgröße weder relevant, noch könnte er im Detail theoretisch bestimmt werden. Sehr wohl von Interesse ist allerdings der Einfluss des Fluktuationsanteils auf den Mittelwert der Größe, weshalb es das Ziel ist, Gleichungen für die gemittelten Strömungsgrößen abzuleiten, in denen die Auswirkungen der Fluktuationen berücksichtigt werden. Die Vorgehensweise hierfür ist, dass der Ansatz 2.9 auf alle Variablen in den Navier-Stokes-Gleichungen angewendet und anschließend jeder Term zeitlich gemittelt wird. Daraus ergibt sich folgende Formulierung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen [5]:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.11)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_j \bar{v}_i)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{v'_i v'_j} \right] \quad (2.12)$$

$$\rho v \left[\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_j \bar{T})}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \rho v \overline{v'_j T'} \right) \quad (2.13)$$

2.1.3 Turbulenzmodelle

In den Gleichungen 2.11 bis 2.13 treten durch die Mittelung zwei unbestimmte Terme auf. Der Term $\overline{\rho v'_i v'_j}$ wird als Reynoldsscher Spannungstensor und der Term $\overline{\rho v v'_j T'}$ als turbulenter Wärmestrom bezeichnet. Diese Terme sind auf Grundlage der Strömungsgrößen nicht direkt bestimmbar und müssen mit Hilfe von Turbulenzmodellen ermittelt werden. Die beiden grundsätzlichen Ansätze zur Bestimmung des Reynolds'schen Spannungstensors sind die Reynolds-Spannungsmodelle und die Wirbelviskositätsmodelle. Bei der Verwendung der Reynolds-Spannungsmodelle wird für jede Größe des Spannungstensors eine Korrelation festgelegt, so dass die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz berücksichtigt wird. Bei den Wirbelviskositätsmodellen wird dagegen die Richtungsunabhängigkeit bzw. Isotropie der Turbulenz angenommen und die Größen des Spannungstensors τ_{ij} kön-

nen nach der Hypothese von Boussinesq aus folgendem Ansatz berechnet werden [6]:

$$\overline{\rho v'_i v'_j} = \tau_{ij}^* = \mu_t^* \left(\frac{\partial v_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial v_j^*}{\partial x_i^*} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho^* k^* \delta_{ij}. \quad (2.14)$$

In diesem Ansatz wird die so genannte turbulente Viskosität μ^* als Modellgröße eingeführt. Zur Lösung des turbulenten Wärmestroms $\overline{\rho c v'_j T'}$ wird im Wirbelviskositätsmodell die folgende Approximation verwendet:

$$q_j^* = \overline{\rho c v'_j T'} = \rho^* \lambda^* c^* \frac{\partial T'}{\partial x_j^*}, \quad (2.15)$$

mit der turbulenten Wärmeleitfähigkeit λ^* .

Die Bestimmung von μ^* und λ^* erfolgt nun über verschiedene Turbulenzmodelle, welche grob in Ein-, Zwei- und Mehrgleichungsmodelle unterschieden werden können, abhängig davon, wie viele zusätzliche Gleichungen zur Lösung der Variablen verwendet werden. Eines der bekanntesten Zweigleichungsmodelle ist das so genannte k - ω -Modell von Wilcox, welches im Rahmen dieser Arbeit Anwendung findet und nachfolgend kurz erläutert werden soll.

k - ω -Modell

Zweigleichungsmodelle wie das k - ω -Modell verwenden zwei weitere Transportgleichungen zur Bestimmung der turbulenten Viskosität μ^* , die zusätzlich zu den eigentlichen Navier-Stokes-Gleichungen numerisch gelöst werden müssen. Mit der nachfolgenden Definition der turbulenten Prandtl-Zahl kann ein Zusammenhang zwischen μ^* und λ^* hergestellt werden, sodass bei bekannter Prandtl-Zahl λ^* von μ^* abgeleitet werden kann.

$$Pr^* = \frac{\rho \mu^*}{\lambda^*} \iff \lambda^* = \frac{\rho \mu^*}{Pr^*} \quad (2.16)$$

Bei den Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wird die turbulente Prandtl-Zahl durchgehend als konstant angenommen, was im Allgemeinen eine gängige Vereinfachung bei Strömungssimulationen darstellt. Beim k - ω -Modell besteht der grundsätzliche Ansatz zur Bestimmung der turbulenten Viskosität daraus, dass über die zwei zusätzlichen Transportgleichungen die turbulente kinetische Energie k und die spezifische Dissipationsrate ω bestimmt werden und daraus nach folgendem Ansatz die turbulente Viskosität berechnet wird.

$$\mu^* = \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.17)$$

In den Gleichungen 2.18 und 2.19 sind die verwendeten Transportgleichungen nach dem TRACE User Guide [7] dargestellt. Für eine detailliertere Beschreibung bzw. Herleitung

der Gleichungen sei hier auf die Veröffentlichung von Wilcox verwiesen [8].

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j k)}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta_k \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial (\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.19)$$

Das k - ω -Modell liefert z.B. im Vergleich zum ebenfalls sehr verbreiteten k - ϵ -Modell, bessere Ergebnisse in der Nähe fester Wände, dafür allerdings etwas schlechtere Ergebnisse in der freien Strömung. Auf Grund bisheriger guter Erfahrungen innerhalb des Instituts für Antriebstechnik bezüglich der Robustheit und Genauigkeit der Ergebnisse wird das k - ω -Modell auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

2.2 Grundlagen der Verdichterströmung

2.2.1 Verlusteffekte

Grundsätzlich kann man die Verluste von Verdichtern nach Bräunling [1] in äußere und innere Verluste einteilen. Zu den äußeren Verlusten zählen alle mechanischen Verluste die, z.B. durch Reibung in Lagern und Dichtungen entstehen. Ebenfalls zu den mechanischen Verlusten zählen die Massenverluste, bei denen Fluid durch Dichtungen an der Welle oder anderen Öffnungen aus dem Verdichter austritt und damit nicht mehr am Kompressionsprozess teilnehmen kann. Im Rahmen dieser Arbeit werden allerdings nur die inneren Verluste des Verdichters betrachtet. Diese können wiederum in Profil-, Spalt-, Sekundärströmungs- und Seitenwandreibungsverluste unterteilt werden, wobei die eindeutige Identifizierung der Seitenwandreibungsverluste in der Praxis sehr schwierig ist und sie deshalb oft zu den Sekundärströmungsverlusten gezählt werden [9].

Profilverluste

Zu den Profilverlusten zählen nach Bräunling [1] alle Verluste, die auf Grund der viskosen Grenzschichten entstehen, die sich an den Oberflächen der Schaufelprofile bilden. Außerdem werden Verluste durch Verdichtungsstöße hinzugezählt, die bei transsonischen Strömungen entstehen. Die zwei maßgeblichen Parameter für die Entstehung der Grenzschichten sind der Druckgradient in Strömungsrichtung und die Rauigkeit der Schaufeloberfläche. Diese bestimmen auch, ab welchem Punkt ein Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht stattfindet, wobei die Verluste in einer turbulenten Grenzschicht wesentlich höher ausfallen. Durch Fehlanströmung der Schaufel kann es auch passieren, dass eine Grenzschichtablösung vorliegt, welche die Verluste weiter er-

höht. In Abbildung 2.2 ist die Grenzschichtentwicklung schematisch dargestellt.

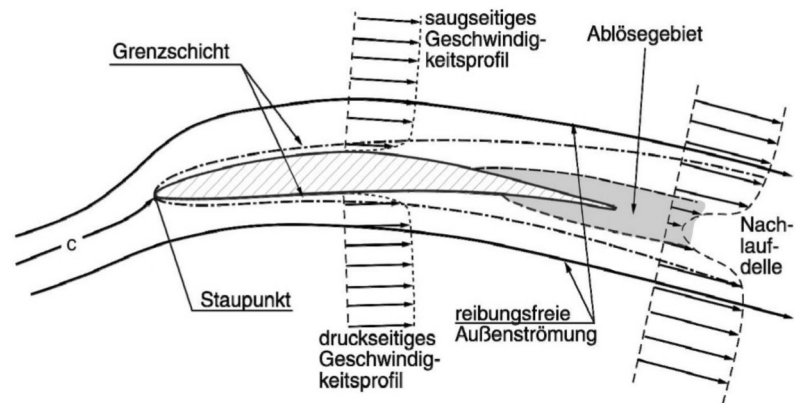


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Grenzschichten an einem Schaufelprofil [1]

Ein weiterer Strömungseffekt, der Verluste generiert, ist der sogenannte Hinterkantenwirbel. An der Hinterkante der Schaufel treffen der druck- und saugseitige Teil der Strömung aufeinander und die Strömung wird durch den Druckgradienten von der Druck- zur Saugseite umgelenkt, wodurch sich im Nachlauf der Schaufel ein Wirbel ausbildet. Da eine genaue Abgrenzung schwierig ist, wird der Hinterkantenwirbel oftmals auch zu den Sekundärströmungsverlusten gezählt.

Spaltverluste

Spaltverluste entstehen zwischen Schaufel und Gehäuse oder Nabe. Durch den Druckgradienten zwischen Saug- und Druckseite der Schaufel fließt ein Teil des Massenstroms durch den Spalt. Dies hat zum einen den negativen Effekt, dass dieser Verlustmassenstrom nicht mehr an der Energieübertragung zwischen Fluid und Schaufel teilnehmen kann und zum anderen bildet sich an der Oberkante der Schaufel ein Wirbel aus, der weitere Verluste induziert. Dieser Wirbel wird von der Hauptströmung überlagert und stromab weggetragen. Das Prinzip dieser Wirbelbildung ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Maßgeblich verantwortlich für die Höhe der Spaltverluste ist die Breite des Spalts.

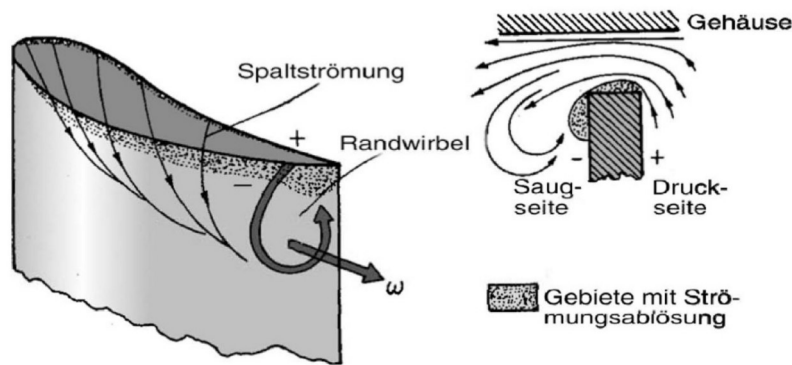


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Wirbelbildung in Folge von Spaltverlusten [1]

Jet-Wake-Strömung

Die Ausbildung von sogenannten Jet-Wake-Gebieten im hinteren Bereich der Schaufelpassage ist charakteristisch für Radialverdichter. Im Verlauf der Schaufelpassage bildet sich eine immer komplexere Strömung aus, die vor allem durch Spaltwirbel und Druckgradienten, welche z.B. das Fluid von der Druck- zur Saugseite befördern, innerhalb der Schaufelpassage geprägt ist. Wie in Abbildung 2.4 dargestellt, bildet sich durch die Überlagerung von Strömungsphänomenen ein Totwassergebiet im Gehäusebereich der Saugseite aus.

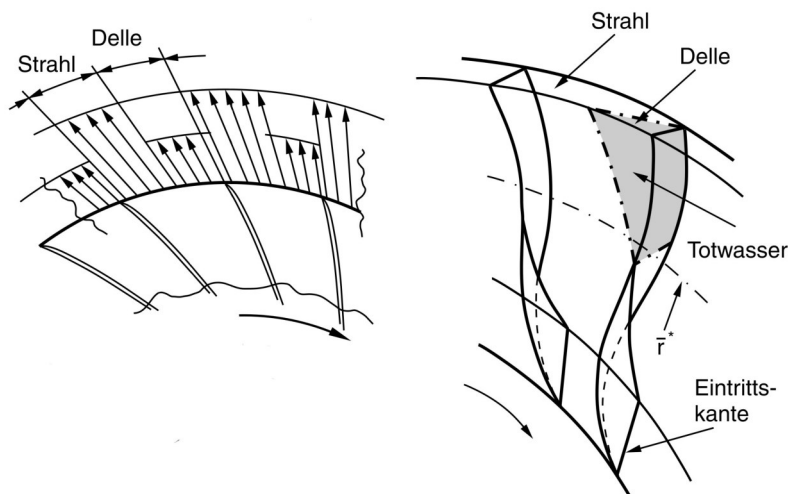


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Jet-Wake-Gebietes nach [2]

Im restlichen Passagenquerschnitt kann es zu sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten kommen, welche sich auch im Nachlauf der Schaufel als Strahl (Jet) oder Delle (Wake) in der Strömung äußern. Durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten kommt es zu Ausmischungsverlusten in der Strömung und im Falle eines beschauften Diffusors kann die

Anströmung der Diffusorschaukeln durch Jet-Wake-Gebiete negativ beeinflusst werden.

2.2.2 Verwendete Kennzahlen

Isentroper Wirkungsgrad

Um die Effizienz des Verdichters zu bewerten, wird im Rahmen dieser Arbeit der isentrope Wirkungsgrad η_{is} verwendet. Er setzt die spezifische isentrope Arbeit ins Verhältnis zur realen spezifischen Arbeit und ist nach Gleichung (2.20) definiert als:

$$\eta_{is} = \frac{h_{t,abs,out,is} - h_{t,abs,in}}{h_{t,abs,out} - h_{t,abs,in}}. \quad (2.20)$$

Isentrope Machzahl

Eine gängige Größe um die Schaufelumströmung zu beschreiben ist die isentrope Machzahl M_{is} , welche wie folgt definiert ist:

$$M_{is} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{t,ref}}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (2.21)$$

mit

$$p_{t,ref} = p_{ref} \left(\frac{T_{t,ref}}{T_{ref}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (2.22)$$

und

$$T_{t,ref} = T_t - v^2 \frac{1 + c_p}{2c_p}. \quad (2.23)$$

Die Referenzgrößen p_{ref} und T_{ref} beziehen sich jeweils auf die Anströmbedingungen in der relativen Kanalhöhe auf der die Schaufelumströmung ausgewertet werden soll.

Druckverlustbeiwert

Um den Totaldruckverlust innerhalb des Spiralgehäuses zu beurteilen, wird der sogenannte Druckverlustbeiwert verwendet. Über diese Größe wird der Totaldruckverlust zwischen Ein- und Austritt der Spirale ins Verhältnis gesetzt zum dynamischen Druck der am Eintritt in die Spirale vorliegt. Der Druckverlustbeiwert ist definiert als:

$$\omega = \frac{p_{t,aus} - p_{t,ein}}{p_{t,ein} - p}, \quad (2.24)$$

und nimmt größere Werte an, je größer der Totaldruckverlust in der Spirale ist.

Definition der Strömungswinkel

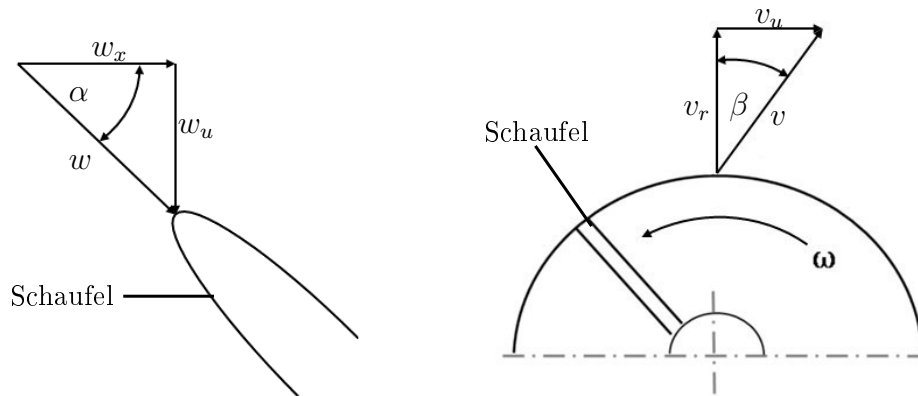


Abbildung 2.5: Definition der verwendeten Strömungswinkel

Kennfeld des Verdichters

Um das Betriebsverhalten und den Betriebsbereich eines Verdichters übersichtlich darzustellen, wird typischerweise ein Verdichterkennfeld herangezogen, wie es in Abbildung 2.6 dargestellt ist. Auf der y-Achse ist das Totaldruckverhältnis Π_{tt} aufgetragen und auf der x-Achse der reduzierte Massenstrom \dot{m}_{red} .

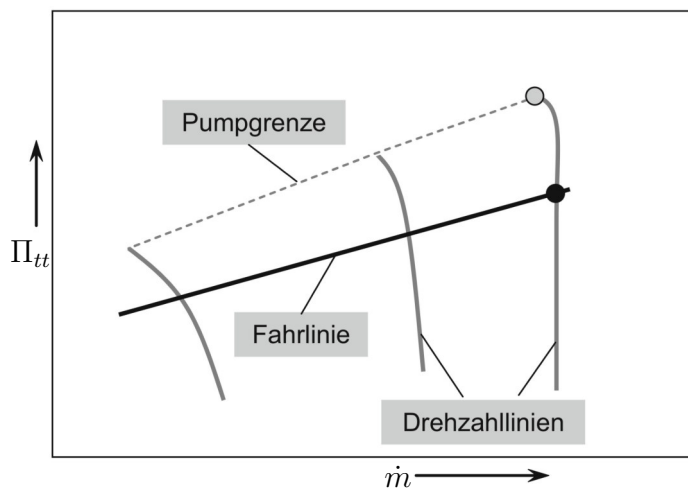


Abbildung 2.6: Darstellung eines typischen Verdichterkennfeldes [3]

Die Definition für den reduzierten Massenstrom lautet:

$$\dot{m}_{red} = \dot{m} \sqrt{\frac{T_{t,abs}}{T_{ref}} \frac{p_{ref}}{p_{t,abs}}}. \quad (2.25)$$

Innerhalb eines Kennfeldes werden mehrere Drehzahllinien aufgetragen, um verschiedene Betriebszustände eines Verdichters darzustellen. Typischer Weise verwendet man hier die reduzierte Drehzahl, welche definiert ist als:

$$n_{red} = n \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{t,abs}}} \quad (2.26)$$

Durch die Verwendung von reduzierten Größen werden die realen Werte auf Normbedingungen bezogen, wodurch z.B. Messwerte von Experimenten vergleichbar sind, auch wenn sie unter verschiedenen Umgebungsbedingungen gewonnen wurden.

2.2.3 Grenzen des Betriebsbereichs

Pumpgrenze

Die Pumpgrenze eines Verdichters kennzeichnet den Übergang von einem stabilen in einen instabilen Betriebszustand und befindet sich auf der linken Seite des Kennfelds. Wird im Betrieb eines Verdichters der Massenstrom immer weiter abgesenkt oder der Gegendruck durch Androsseln immer weiter erhöht, bricht die Strömung im Verdichter zusammen und der Verdichter gerät ins Pumpen. Nach bisherigen Erkenntnissen wird das Pumpen vor allem durch Ablösungen an kritischen Stellen der Verdichtergeometrie ausgelöst, welche dazu führen, dass der Druckaufbau nicht mehr vollzogen werden kann. Dadurch ist der Gegendruck größer als der Druck im Verdichter und es tritt Fluid von hinten in den Verdichter ein. Der Verdichter wird in diesem Zustand falsch herum durchströmt. Nach gewisser Zeit ist der Gegendruck klein genug, sodass die Strömung im Verdichter sich normalisiert und wieder Druck aufgebaut wird. Dies führt insgesamt zu einem zyklischen Fördern und Rückströmen im Verdichter, welches hohe Vibrationen, Druckstöße und schnelle Temperaturanstiege zur Folge haben kann, die dem Verdichter schaden.

Sperrgrenze

Die Sperrgrenze eines Verdichters kennzeichnet den maximalen Massenstrom, der bei einer bestimmten Drehzahl durch den Verdichter gefördert werden kann. Im Kennfeld äußert sich die Sperrgrenze durch einen vertikalen Verlauf der Drehzahlkurven. Die Lage der Sperrgrenze wird maßgeblich durch die Geometrie des Verdichters, bzw. des Laufrads bestimmt, da sich am engsten Querschnitt ein Sperrstoß ausbildet, welcher verhindert dass der Massenstrom weiter erhöht werden kann.

3 Durchführung der Untersuchungen

In diesem Kapitel soll grundsätzlich erläutert werden, wie die numerischen Untersuchungen am Radialverdichter durchgeführt werden. Dazu wird zunächst in Kapitel 3.1 auf die verwendeten Rechennetze eingegangen und erläutert welche grundsätzlichen Arten von Netzen es gibt und welche Programme im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, um die Netze zu generieren. Anschließend wird sowohl das verwendete, strukturierte Netz des Verdichters, als auch das unstrukturierte Netz der Spirale genauer vorgestellt.

In Kapitel 3.2 werden die Einstellungen der Simulationen anhand des Strömungslösers TRACE kurz vorgestellt. Des Weiteren wird erläutert, wie die einzelnen Betriebspunkte in den Simulationen für das Verdichterkennfeld eingestellt und berechnet werden.

3.1 Verwendete Rechennetze

Um auf Grundlage der in Kapitel 2.1 vorgestellten Gleichungen Strömungsvorgänge zu berechnen, müssen die Gleichungen mit bestimmten Verfahren diskretisiert werden. Um diese diskretisierten Gleichungen auf das Strömungsgebiet anwenden zu können, muss dieses in viele kleine Teilgebiete mit konkreten Stützpunkten aufgeteilt werden. Dies ist die Grundlage der sogenannten Netzgenerierung. Die Qualität und Auflösung des Rechennetzes hat maßgeblichen Einfluss auf das Rechenergebnis, da sowohl das Konvergenzverhalten der Rechnungen, als auch die Genauigkeit der Ergebnisse stark vom verwendeten Netz abhängen. Da die diskretisierten Gleichungen für jeden Punkt im Rechennetz gelöst werden müssen, hat die Anzahl der verwendeten Punkte im Netz einen direkten Einfluss auf die Rechenzeit bzw die benötigte Rechenleistung. Daher kann man im Allgemeinen sagen, dass ein Netz so fein wie nötig, aber so grob wie möglich sein sollte.

Unabhängig von der Art des Netzes muss zuerst die Geometrie des umströmten Körpers eingeladen (meist aus CAD-Dateien) und die Randbedingungen des Strömungsgebietes definiert werden, d.h. es muss z.B. festgelegt werden, wo die Strömung ins Rechenggebiet eintritt und austritt und wo die Oberflächen des umströmten Körpers liegen. Anschließend kann mit der eigentlichen Netzgenerierung begonnen werden.

3.1.1 Netzarten

Es gibt grundsätzlich zwei verschiedene Arten von Netzen, strukturierte und unstrukturierte und zusätzlich gibt es noch sogenannte hybrid-Netze in denen strukturierte und unstrukturierte Netze kombiniert werden. Die Unterschiede zwischen diesen Netzarten bestehen in der Form der verwendeten Netzzellen und damit verbunden wie die Punkte im Netz adressiert werden. In Abbildung 3.1 ist beispielhaft ein unstrukturiertes Netz auf

der linken Seite und ein strukturiertes Netz auf der rechten Seite dargestellt.

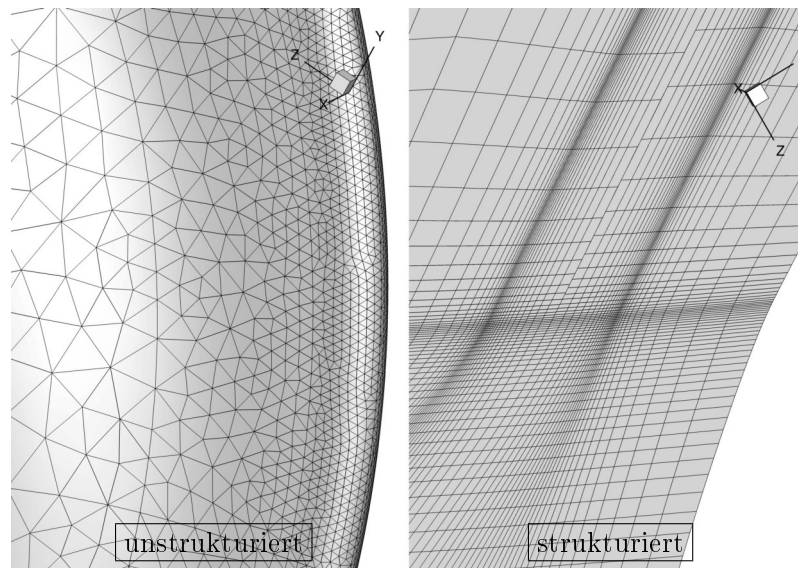


Abbildung 3.1: Vergleich von strukturierten und unstrukturierten Netzen

Strukturierte Netze

In einem strukturierten Netz werden für die Zellen primär Hexaeder verwendet und die Netzknoten können über die Zählvariablen i , j und k eindeutig bestimmt werden. Charakteristisch für ein strukturiertes Netz ist, dass sich z.B. zwei i -konstant-Linien nie schneiden und somit über die Koordinaten i , j und k auch die jeweiligen Nachbarzellen eindeutig bestimmt sind. Je nach dem, wie die Form der Netzlinien in Relation zur Geometrie gestaltet ist, unterscheidet man zwischen O-, C- und H-Netzen, welche in Abbildung 3.2 schematisch für Flügelprofile dargestellt sind.

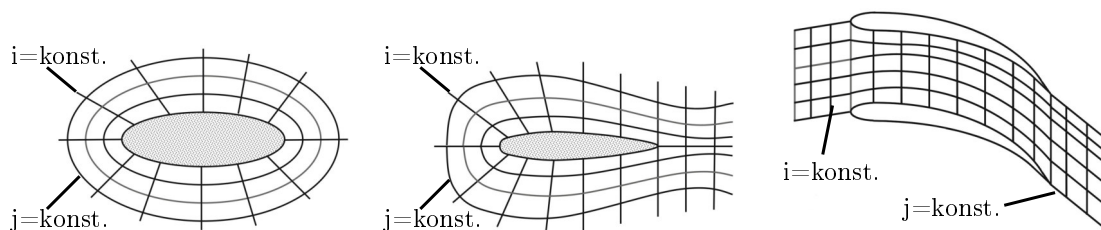


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung verschiedener strukturierter Netze; links: O-Netz, mitte C-Netz, rechts: H-Netz [4]

Bei einem O-Netz laufen die j -Linien konstant um die Geometrie herum und die i -Linien zeigen sternförmig von der Geometrie weg, wobei sie in etwa senkrecht zu den j -Linien stehen. Diese Anordnung hat den Vorteil, dass die Grenzschicht auf der Geometrie gut

aufgelöst ist, dafür aber z.B. der Nachlauf eines Flügelprofils nicht gesondert höher aufgelöst werden kann. In einem C-Netz laufen die j-Linien ebenfalls konstant um die Geometrie herum, bilden allerdings keinen geschlossenen Kreis wie bei O-Netzen, sondern die Form des Buchstabens C, so dass es an der Vorderkante keine Unterschiede zu einem O-Netz gibt. Dadurch können einerseits, wie beim O-Netz die Grenzschichten gut aufgelöst werden und andererseits die Punktezahl im Nachlaufgebiet hinter einem Profil erhöht werden. Außerdem sind C-Netze am besten dafür geeignet eine abgeschnittene Hinterkante, wie sie bei Radialverdichterlaufrädern üblich ist, abzubilden. Die j-Linien in einem H-Netz laufen durchgehend vom Einströmrand bis zum Ausströmrand des Rechengebietes und die i-Linien stehen in etwa senkrecht dazu. Da sich die Linien, und somit auch die Anzahl der Linien, durch das gesamte Rechengebiet ziehen, kann man z.B. eine höhere Auflösung im Nachlaufbereich nur erreichen, wenn auch im Zuströmbereich viele Punkte vorhanden sind. Um die Anzahl der Punkte in einem Netz möglichst gering zu halten, werden H-Netze dem entsprechend primär in freiem Strömungsgebiet eingesetzt und weniger an Körperoberflächen.

Der Vorteil von strukturierten Netzen ist, dass die Rechenergebnisse tendenziell bei gleicher Zellenanzahl genauer sind und die Rechnungen meistens durch die klare, interne Struktur des Netzes geringere Rechenzeiten benötigen als unstrukturierte Netze. Nachteilig ist dagegen, dass strukturierte Netze nur sehr aufwändig an komplexe Geometrien angepasst werden können und es in Relation zu unstrukturierten Netzen deutlich aufwändiger ist lokale Gebiete höher aufzulösen.

Unstrukturierte Netze

In einem unstrukturierten Netz werden für die Zellen meistens Tetraeder und Prismen verwendet, wobei theoretisch auch alle anderen Körper und Formen verwendet werden können. Daraus resultiert allerdings, dass das Netz nicht mehr in konstante Koordinaten-Linien aufgeteilt und somit auch einzelne Punkte nicht allgemein über die Koordinaten i , j und k adressiert werden können. Dies hat zur Folge, dass in einem unstrukturierten Netz immer eine sogenannte connectivity matrix mit abgespeichert werden muss, in der für jede Zelle die entsprechenden Nachbarzellen hinterlegt sind. Diese connectivity matrix kann dazu führen, dass die Dateigröße eines unstrukturierten Netzes deutlich größer ist als die eines strukturierten Netzes mit gleicher Punktzahl. Da der Strömungslöser während einer Simulation immer wieder auf diese connectivity matrix zugreifen muss, kann auch die Rechenzeit bei unstrukturierten Netzen teilweise deutlich länger ausfallen. Der große Vorteil von unstrukturierten Netzen liegt in ihrer großen Flexibilität. Durch die Verwendung von Tetraedern und Prismen können auch sehr komplexe Geometrien mit verhältnismäßig geringem Aufwand vernetzt werden. Bei Bedarf können lokale Gebie-

te im Netz höher aufgelöst werden indem zusätzliche Punkte eingefügt bzw. vorhandene Zellen geteilt werden, ohne den restlichen Teil des Netzes zu beeinflussen.

Blockstrukturierte und hybride Netze

In der Praxis sind die zu vernetzenden Geometrien meistens komplex und es wird großen Wert darauf gelegt, dass die Rechnungen sowohl stabil als auch zeitsparend durchgeführt werden können. Aus diesem Grund wurden sogenannte blockstrukturierte Netze entwickelt, mit denen die Vorteile von strukturierten und unstrukturierten Netzen verbunden werden können. Das Grundprinzip ist, dass das gesamte Netz in mehrere kleine Blöcke eingeteilt und jeder Block separat vernetzt wird. Dieses Vorgehen erlaubt es, z.B. ein Schaufelprofil komplett strukturiert zu vernetzen, indem man H-, C- und O-Netze kombiniert und das Netz somit besser an die Geometrie adaptieren kann als wenn man nur einen Block mit einer Topologie verwendet. Auf die gleiche Weise wie man H-, C- und O-Netze kombinieren kann, kann man auch strukturierte und unstrukturierte Blöcke kombinieren. Hier spricht man dann von einem Hybrid-Netz. Des Weiteren gibt es die Möglichkeit, in einem unstrukturierten Netz eine strukturierte Prismenschicht auf der Oberfläche der Geometrie zu platzieren, um die Grenzschichten der Strömung gezielt höher aufzulösen. Da die Topologie der einzelnen Blöcke teilweise sehr unterschiedlich sein kann, ist es an den Blockgrenzen nicht immer möglich eine eins-zu-eins-Konnektivität zwischen den benachbarten Blöcken herzustellen. Dann müssen zwischen diesen Blöcken Interfaces bzw. Zonals eingefügt werden, welche zwischen den einzelnen Netzpunkten interpolieren. Die Aufteilung des Netzes in mehrere Teile hat auch einen großen Einfluss auf die Effizienz und Geschwindigkeit einer Strömungssimulation, da fast alle gängigen Strömungslöser parallelisiert arbeiten. Durch das Block-splitting kann ein Netz so aufgeteilt werden, dass bei der Berechnung die Rechenlast gleichmäßig auf die verwendeten CPUs verteilt wird und die Effizienz der Rechnung somit möglichst hoch ist.

3.1.2 Programme für die Netzerzeugung

PyMesh

Für die Erzeugung des strukturierten Netzes des Verdichters wurde das Programm PyMesh verwendet. PyMesh ist ein parametrisierter, strukturierter Multiblock-Vernetzer, der am Institut für Antriebstechnik des DLR in Köln entwickelt wurde. Grundsätzlich wurden bei der Entwicklung von PyMesh zwei Konzepte verfolgt. Zum einen wurde eine strikte Trennung der Basisfunktionen von der auszuführenden Logik realisiert und zum anderen ist die auszuführende Logik getrennt von den Parametern, die für die Vernetzung benötigt werden. Die Basisfunktionen können dadurch effizient und ressourcenschonend

in C++ programmiert werden, wohin gegen die eigentliche Logik der Vernetzung mit Hilfe von sogenannten Templates in Python programmiert wird und von hier aus die Basisfunktionen aufruft. Die Eingabeparameter für die Vernetzung werden den Templates über separate ASCII-Dateien übergeben [10]. Für gängige Geometrien von Axial- und Radialverdichtern bzw. -turbinen sind bereits ausführliche Templates am Institut vorhanden, welche auch im Rahmen dieser Arbeit für die Vernetzung verwendet werden können.

Centaur

Centaur ist ein kommerzielles Programm zur Erstellung von hybriden Netzen für CFD-Anwendungen von der Firma CentaurSoft. Das Programm ist darauf spezialisiert, hybride Netze zu generieren, die im Grenzschichtbereich aus Prismen oder Hexaedern und im Inneren des Netzes aus Tetraedern oder ebenfalls Hexaedern bestehen. Das Programm bietet neben der eigentlichen Vernetzung auch umfangreiche Möglichkeiten CAD-Dateien einzulesen und (teilweise automatisiert) für die Vernetzung vorzubereiten und zu optimieren. Bei der eigentlichen Vernetzung bietet es auch viele Möglichkeiten über Zonen, Gruppen und Quellen blockstrukturierte Netze zu erzeugen, bestimmte Bereiche gezielt höher aufzulösen oder sogar bewegte Netze für die Simulation von Propellern und Rotoren zu erzeugen.

3.1.3 Strukturiertes Netz des Verdichters

Um Rechenzeit zu sparen, werden im Rahmen dieser Arbeit an den Passagenseiten periodische Randbedingungen verwendet (siehe Kapitel 3.2), sodass nur eine Schaufelpassage des Verdichters vernetzt und berechnet werden muss. Die Vernetzung mit PyMesh besteht grundlegend aus sechs einzelnen Schritten, die hier kurz erläutert werden sollen. Als erstes wird das Netz um die Verdichterschaukel erzeugt und anschließend jeweils ein separater Block für den Eintrittsbereich und den Diffusor ergänzt. Für das Schaufelnetz muss zunächst ein S2m-Netz erzeugt werden, dann ein Oberflächennetz auf der Schaufel und die S1-Netze an Nabe und Gehäuse, welche die Topologie des Netzes festlegen. Erst wenn diese zweidimensionalen Netze erzeugt sind, wird der eigentliche Schaufelkanal dreidimensional auf Grundlage der zweidimensionalen Netze gefüllt.

S2m-Netz

Als Input für die S2m-Vernetzung werden zuerst die Naben- und Gehäuse-Konturen als Punktlinien aus den gegebenen CAD-Dateien extrahiert. Auf dieser Grundlage erzeugt PyMesh anschließend das S2m-Netz. In Abbildung 3.3 ist sowohl das verwendete S2m-

Netz abgebildet, als auch in Teil a) die verwendete Kanalkontur.

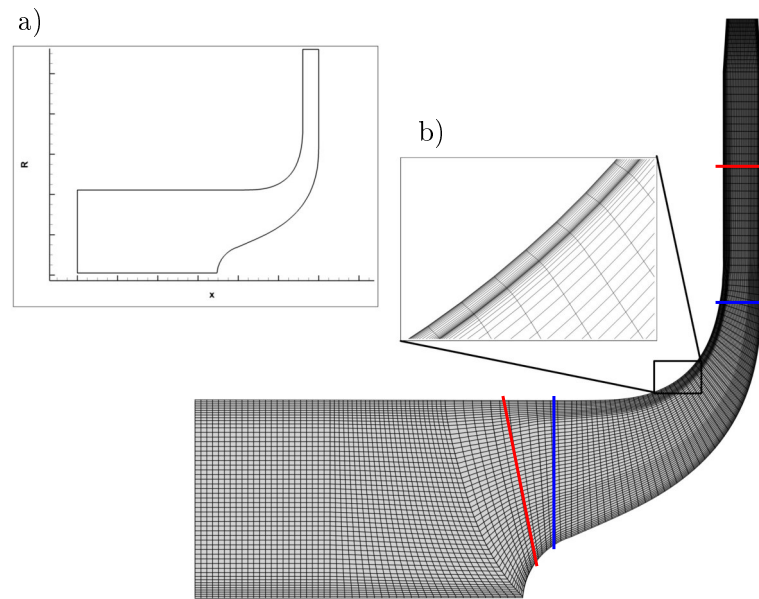


Abbildung 3.3: Verwendetes S2m-Netz

Die beiden roten Linien kennzeichnen den Bereich des S2m-Netzes in dem das eigentliche Schaufelnetz erzeugt wird. Die Bereiche davor und danach werden hinterher für die Erstellung des Eintritts- und Diffusor-Blocks verwendet. Der Index i läuft in meridionaler Laufrichtung und der Index k läuft von der Nabe zum Gehäuse. In i -Richtung wurde eine Auflösung von 208 Punkten und in k -Richtung eine Auflösung von 121 Punkten gewählt. Im Naben- und Gehäusebereich ist gut zu erkennen, dass die Punkte in k -Richtung verdichtet werden, wohin gegen im mittleren Kanalbereich eher eine äquidistante Verteilung vorliegt. Dies resultiert daraus, dass der Grenzschichtbereich an den Wänden in der Simulation höher aufgelöst sein soll und somit der erste Wandabstand bzw. der dimensionslose Wandabstand y^+ klein sein muss (siehe Kapitel 3.2). Der Bereich in Abbildung 3.3 zwischen den blauen Linien stellt die Lage der eigentlichen Schaufel dar. In Teil b) der Abbildung ist zu erkennen, wie der Spalt zwischen Schaufel und Gehäuse in diesem Bereich definiert ist. Für die Simulationen ist ein konstantes Spaltmaß von 0,45mm angenommen. Um diesen Bereich des Netzes ausreichend hoch aufzulösen, befinden sich 20 der 121 k -Linien innerhalb des Spalts und sowohl am Gehäuse, als auch an der Schaufeloberkante sind diese stärker verdichtet. Am Ende des S2m-Netzes ist zu erkennen, dass der Querschnitt des Kanals etwas kleiner wird. Dies wird so gewählt, um das Konvergenzverhalten der Simulationen positiv zu beeinflussen und zu verhindern, dass bei hohen Gegendrücken Rückströmungen direkt am Austritt auftreten.

S1-Netz an Nabe und Gehäuse

Für die Vernetzung des Verdichters wird eine C-H-Topologie verwendet, wie sie in Abbildung 3.4 dargestellt ist. In der Abbildung ist das fertige S1-Netz am Gehäuse zu sehen, mit vier Blöcken je Schaufelpassage. Um die Grenzschichten an der Schaufeloberfläche aufzulösen, wird ein C-Netz um die Schaufel verwendet, innerhalb dessen der i-Index im Uhrzeigersinn um die Schaufel herum läuft.

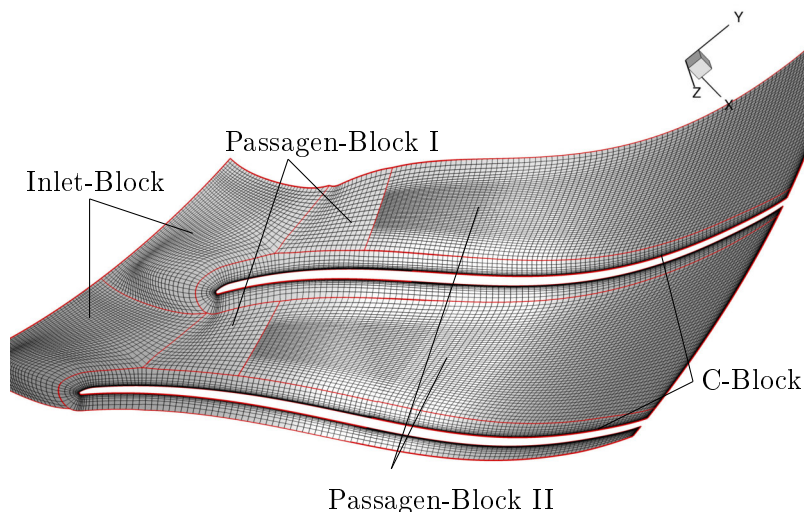


Abbildung 3.4: S1-Netz am Gehäuse mit grundlegender Topologie

Genau wie im Naben- und Gehäusebereich des S2m-Netzes werden auch im C-Netz die Punkte an der Schaufeloberfläche verdichtet um einen kleinen ersten Wandabstand zu erreichen. Am Eintritt der Schaufelpassage wird ein einfacher H-Block verwendet. Der Kanal zwischen den Schaufeln wird mit Hilfe von zwei H-Blöcken vernetzt, welche in i-Richtung hintereinander liegen. Um eine gleichmäßige Punktverteilung zu erhalten, versucht man meistens die beiden H-Blöcke in der Passage ungefähr gleich groß zu definieren, sodass die Blockgrenze ungefähr auf der Hälfte der Schaufellänge liegt. Bei der gegebenen Verdichtergeometrie musste der vordere H-Block sehr klein gewählt werden, da der Abstand zwischen den einzelnen Schaufeln an der Nabe sehr gering ist. In Abbildung 3.5 ist das S1-Netz an der Nabe dargestellt. Im vorderen Bereich der Schaufeln ist der geringe Abstand zwischen diesen gut zu erkennen. Würde die Blockgrenze zwischen den H-Blöcken weiter nach hinten verschoben, müssten in j-Richtung deutlich mehr Punkte im ersten H-Block eingefügt werden um im hinteren Bereich keine zu großen Zellen zu bekommen.

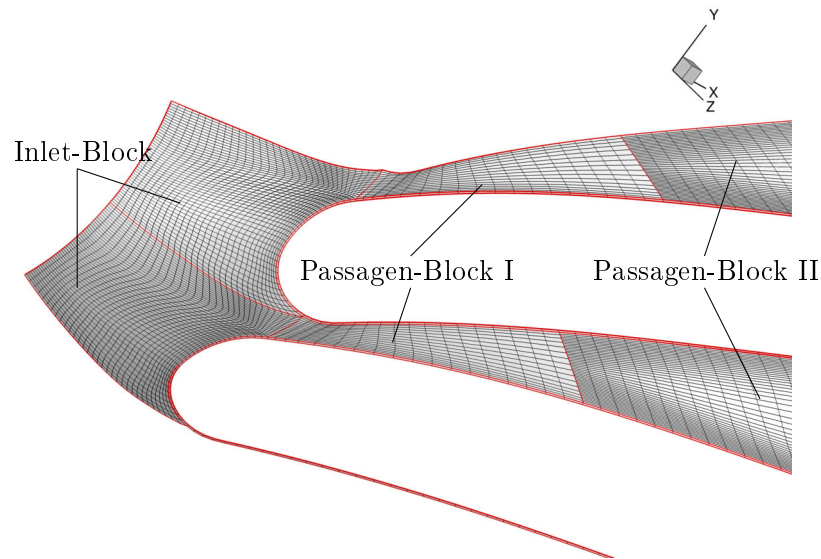


Abbildung 3.5: S1-Netz an der Nabe mit grundlegender Topologie

Dies würde allerdings dazu führen, dass am engsten Querschnitt zwischen den Schaufeln sehr viele Linien sehr nah beieinander liegen und somit schmale, längliche Zellen entstehen welche im Allgemeinen unerwünscht in einem Netz sind. Im finalen Netz wurden für den vorderen H-Block 19 Punkte in i-Richtung und 17 Punkte in j-Richtung und für den hinteren H-Block 107 Punkte in i-Richtung und 47 in j-Richtung gewählt.

C-Netz an der Schaufeloberfläche

Bei der Vernetzung der Verdichterschaufel wird die Wahl einer geeigneten Topologie maßgeblich dadurch geprägt, ob Fillets vorhanden sind und wie diese geformt sind. Als Fillet bezeichnet man den Rundungsradius zwischen Nabenwand und Schaufeloberfläche, der entweder durch eine aerodynamische Auslegung, Festigkeitsgründe oder fertigungs-technische Gründe entsteht. In Abbildung 3.6 sind schematisch zwei unterschiedliche Topologien für ein C-Netz dargestellt. Auf der linken Seite ist eine übliche C1-H-Topologie abgebildet, welche für Fillets mit ausreichend großem Winkel γ verwendet werden kann und in der die j-konstant-Linien des C-Netzes bis zur Nabe gehen. Daraus resultiert auch, dass die Anzahl der Linien in k-Richtung im C-Netz genau so groß ist wie im anschließenden H-Netz. Besitzt die Schaufel allerdings einen sehr kleinen Winkel γ zwischen Nabe und Schaufeloberfläche würden die j-konstant-Linien spitz an der Nabe zusammenlaufen und somit längliche, spitz zulaufende Zellen erzeugen welche im Netz nicht gewünscht sind.

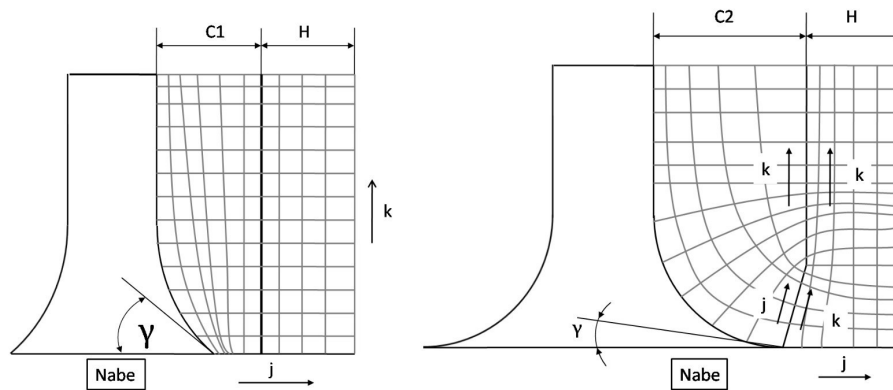


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Topologie des C-Netzes an der Schaufelhinterkante

In diesem Fall kann auf eine C2-H-Topologie zurückgegriffen werden, die auf der rechten Seite in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Die j-konstant-Linien laufen in diesem Fall auch im Bereich des Fillets parallel zur Schaufeloberfläche und enden nicht an der Nabe. Die Punkte der j-Indizierung gehen somit in die k-Indizierung des angrenzenden H-Netzes über, woraus resultiert, dass die Punktzahl in k-Richtung im C-Netz geringer ist, als im H-Netz. In Abbildung 3.7 ist das finale Netz an der Schaufelhinterkante abgebildet.

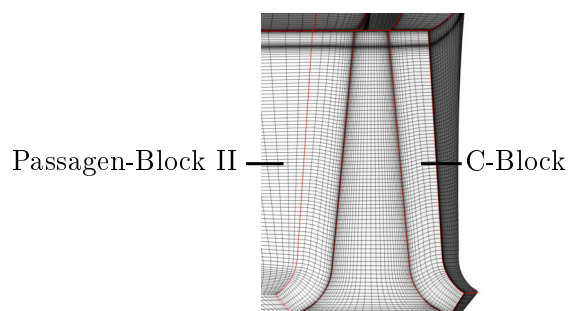


Abbildung 3.7: Topologie des C-Netzes an der Schaufelhinterkante

Das C-Netz wurde in j-Richtung mit 15 Punkten aufgelöst und besitzt in k-Richtung 107 Punkte. Gut zu erkennen ist hier, wie schon in Abbildung 3.4, die Verdichtung der j-konstant Linien an der Schaufeloberfläche um den ersten Wandabstand gering zu halten.

Exit-Block, Duct und Diffusor

Nachdem die eigentliche Schaufel vernetzt ist, werden noch fünf H-Blöcke erzeugt um den Eintrittsbereich bzw. Duct und den Diffusorbereich des Verdichters zu vernetzen. Die Blöcke im Diffusorbereich sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

Unmittelbar hinter der Schaufelhinterkante wird der Block Exit I eingefügt, welcher primär die Aufgabe hat, die Topologie von der Hinterkante des C-Netzes wieder zu vergleichmäßigen, sodass z.B. die Verdichtung der j-Linien an der Schaufeloberfläche nicht in den gesamten Diffusor übertragen wird. Da der Exit I Block die gleiche Topologie besitzt wie die Hinterkante der Schaufel, ist keine eins-zu-eins Konnektivität zum nachfolgenden Diffusorblock möglich. Aus diesem Grund wird am Ende des Exit I Blocks im unteren Bereich ein Zonal eingefügt um den Übergang zum Diffusorblock zu realisieren. Neben dem Exit I Block wird ein weiterer Exit Block eingefügt, welcher an den hinteren H-Block der Schaufelpassage anschließt. Beide Exit Blöcke werden in i-Richtung mit 47 Punkten aufgelöst und übernehmen die Auflösung in j-Richtung vom jeweils vorhergehenden Block woraus 61 Punkte für den Block Exit I und 47 Punkte für den Block Exit II resultieren. Da für die Passagenblöcke und den Block Exit II ausschließlich normale H-Blöcke mit gleicher Topologie verwendet werden, muss hier kein Zonal eingefügt werden.

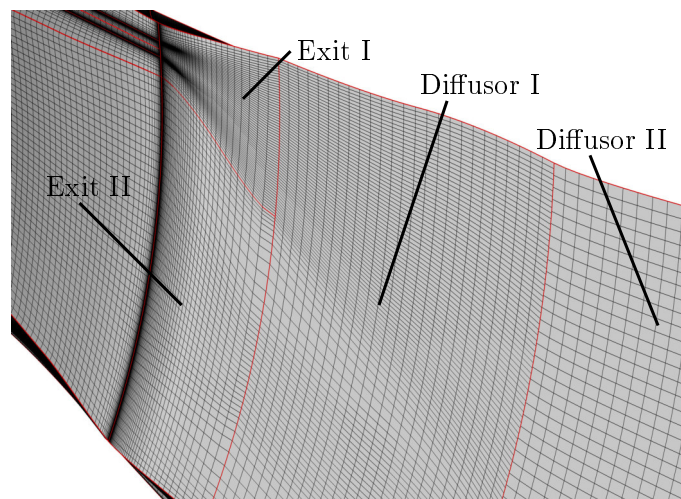


Abbildung 3.8: Ansicht der Exit- und Diffusorblöcke

Im Anschluss an die beiden Exit Blöcke werden zwei Diffusor Blöcke erzeugt, zwischen denen in der endgültigen Konfiguration die Grenze von Absolut- und Relativsystem liegt (siehe Kapitel 3.2.1). Beide Blöcke reichen über die gesamte Breite der beiden Exit Blöcke und bilden den Abschluss des Netzes, mit dem sogenannten Pinch im letzten Block der bereits im S2m-Netz gezeigt wurde.

In Abbildung 3.9 ist das gesamte Netz der Verdichterpassage mit den entsprechenden Bezeichnungen der Blöcke dargestellt. Für das verwendete Netz ergibt sich eine Gesamtanzahl von 2,7 Millionen Zellen.

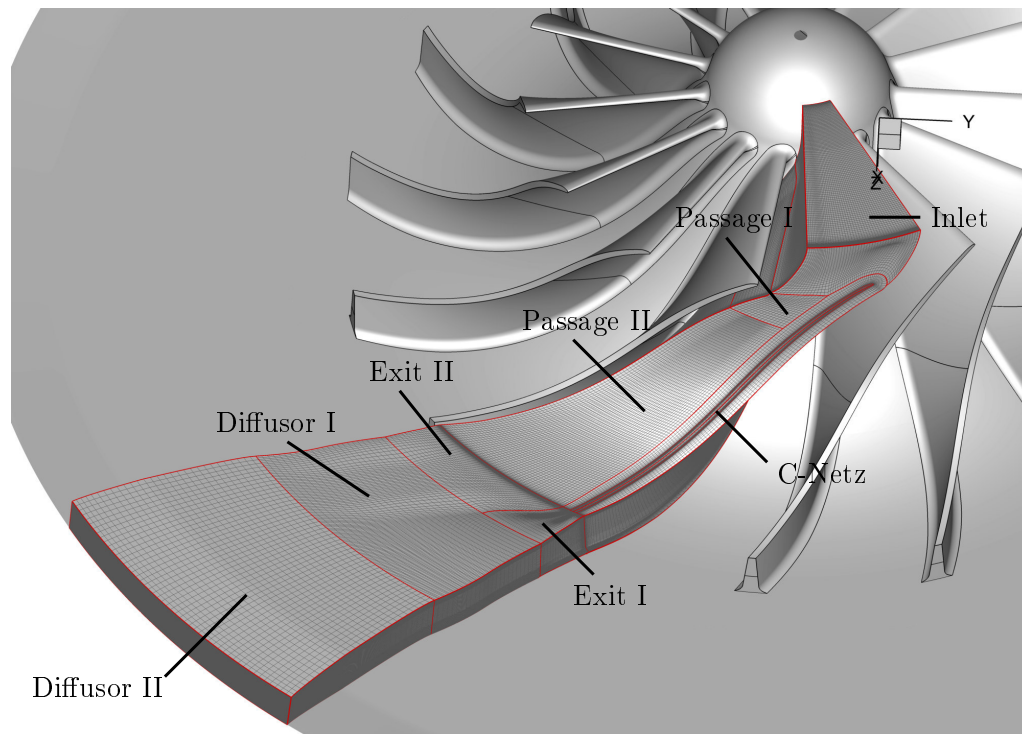


Abbildung 3.9: Vollständiges 3D-Netz der Verdichter-Passage

3.1.4 Unstrukturiertes Netz der Spirale

Im Gegensatz zur blockstrukturierten Vernetzung des Verdichters wird das unstrukturierte Netz der Spirale als ein großer Block erstellt. Auf Grund dieser Tatsache entfällt hier die Überlegung welche Topologie für die einzelnen Blöcke gewählt wird. Die einzige Überlegung, die für die globale Struktur des Netzes wichtig ist, ist dass ein hybrides Netz verwendet wird. In diesem Fall werden in den wandnahen Bereichen strukturierte Prismenschichten erstellt um präzise auf die ersten Wandabstände Einfluss nehmen zu können. Grundsätzlich teilt sich die Vernetzung der Spirale mit Centaur in die folgenden drei Schritte auf.

Oberflächenvernetzung

Als erstes wird die Oberfläche der Geometrie zweidimensional vernetzt. Hierzu werden Dreiecke verwendet, die möglichst gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt werden. In Centaur gibt es verschiedene Einstellungsmöglichkeiten um die Verteilung der Dreiecke zu beeinflussen, welche im Detail in Anhang (Link) eingesehen werden können. Für die Vernetzung der Spirale ist vor allem die Einstellung *Factor for curvature clustering* von Bedeutung. Über diese Einstellung wird festgelegt, mit wie vielen Stützstellen Kreise und

Kurven aufgelöst werden. In Abbildung 3.10 ist der Einfluss der Einstellung am Beispiel der Spiralzunge dargestellt.

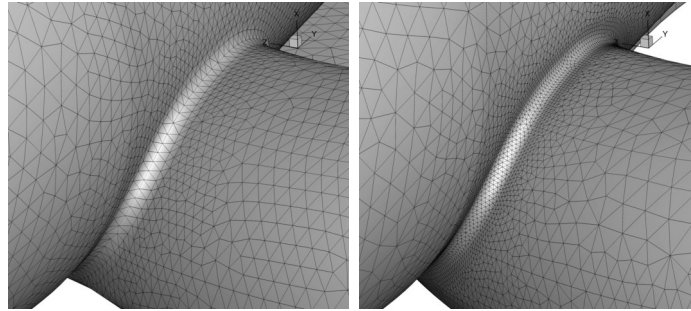


Abbildung 3.10: Vergleich der *curvature clustering* Einstellung anhand der Spiralzunge; links: 6, rechts: 20

Auf der linken Seite ist ein Wert von 6 für das *curvature clustering* gewählt und auf der rechten Seite ein Wert von 20. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Auflösung des Netzes an der Zunge sehr gering ist und die Rundung nur mit zwei Zellen aufgelöst wird. Dies führt zu einer eckigen Oberfläche die im Netz nicht erwünscht ist, da die Zunge einer Spirale für die Strömung einer der kritischsten Punkte ist. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Auflösung hingegen deutlich größer und es ergibt sich eine gleichmäßige, abgerundete Form der Zunge.

Eine weitere Stelle im Netz die mit Hilfe des *curvature clustering* optimiert wurde ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

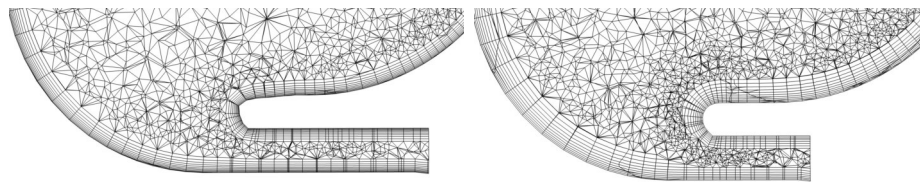


Abbildung 3.11: Vergleich der *curvature clustering* Einstellung anhand des Spiral-Inlets; links: 6, rechts: 20

Im unteren Teil der Bilder sieht man den hinteren Bereich des Diffusors, der anschließend in die Spirale mündet. Auch an der oberen Rundung nach dem Diffusor kann man auf der linken Seite erkennen, dass der Verlauf der Oberfläche sehr eckig ist, wohin gegen auf der rechten Seite eine gleichmäßige Rundung vorhanden ist.

Vernetzung der Prismenschicht

Im zweiten Schritt der Vernetzung wird, ausgehend vom Oberflächennetz, die Prismenschicht für die Auflösung der Grenzschichten erstellt. Für diesen Schritt sind die wichtigsten Einstellungen einerseits die Anzahl der Prismenschichten, die erstellt werden sollen und andererseits der erste Wandabstand. Bei der Erstellung des Netzes wurde die Anzahl der Prismenschichten auf 10 festgelegt, um ein gleichmäßiges und ausreichend kleines Streckungsverhältnis der Netzzellen an den Wänden zu erhalten. In Abbildung 3.12 ist das Outlet der Spirale dargestellt, nachdem das Oberflächennetz und die Prismenschicht erstellt wurden.

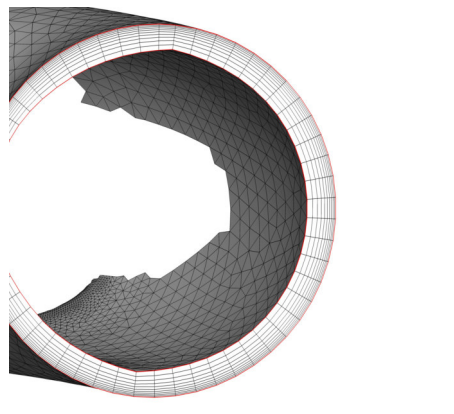


Abbildung 3.12: Detailansicht der Prismenschichten am Outlet der Spirale

An den Wänden sind die 10 strukturierten Prismenschichten zu erkennen, die ausgehend vom ersten Wandabstand zur Mitte der Geometrie hin konstant größer werden. Wenn man die Prismenschicht von innen betrachtet, sieht man die gleiche Verteilung von Dreieckszellen die schon im Rahmen der Oberflächenvernetzung erstellt wurde. Da das Outlet der Spirale einen (verglichen mit der Größe der Prismenschicht) großen Durchmesser besitzt, ist es hier kein Problem für den Algorithmus von Centaur bei gegebenem Wandabstand 10 Prismenschichten zu erzeugen. In Abbildung 3.13 sind zwei Varianten des Netzes am Inlet der Spirale dargestellt.

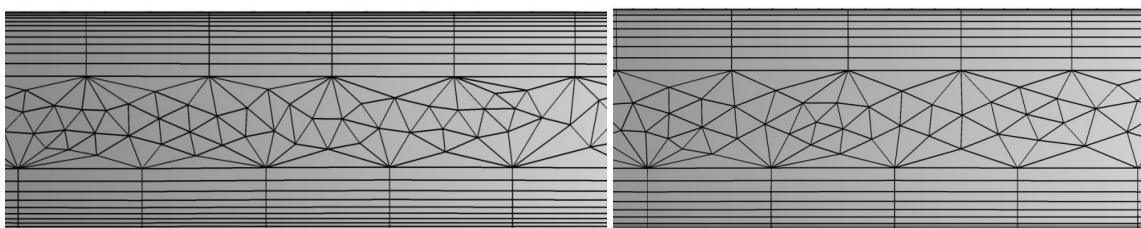


Abbildung 3.13: Vergleich verschiedener Netzeinstellungen am Inlet der Spirale

Da der Abstand zwischen den Wänden hier vergleichsweise sehr gering ist, kann Centaur die Prismenschichten nicht mehr erzeugen ohne entweder die Anzahl der Schichten zu verringern, oder den ersten Wandabstand zu verkleinern. Der Grund hierfür ist, dass in der Mitte des Netzes noch ein Mindestabstand benötigt wird um den Raum mit Tetraedern zu füllen. Da der erste Wandabstand im Netz konstant sein soll, wurde in Centaur eingestellt, dass die Anzahl der Prismenschichten bei Bedarf reduziert werden soll. Dies ist auch in Abbildung 3.13 zu sehen, da auf der linken Seite zwar zehn Prismenschichten vorhanden sind, aber der erste Wandabstand deutlich geringer ist als auf der rechten Seite. Auf der rechten Seite liegt genau der eingestellte Wandabstand vor, allerdings wurde die Anzahl der Prismenschichten nun auf sieben reduziert.

Vernetzung des inneren Volumens

Im letzten Schritt wird das verbleibende Volumen der Spirale vernetzt. Hierzu wird, ausgehend von der Prismenschicht, ein Netz aus Tetraedern erzeugt. Die wichtigsten Möglichkeiten um dieses Tetraedernetz zu beeinflussen sind einmal der indirekte Einfluss der Prismenschicht, da diese maßgeblich die Größe der ersten Tetraeder beeinflusst, und die Vorgabe einer minimalen und maximalen Kantenlänge der Tetraeder.

Nachdem dieser Schritt durchgeführt ist, ist das Netz der Spirale fertig und es ergibt sich das Gesamtnetz in Abbildung 3.14. Insgesamt liegt die Anzahl der Netzzellen für das unstrukturierte Netz bei ca. 2,2 Millionen.

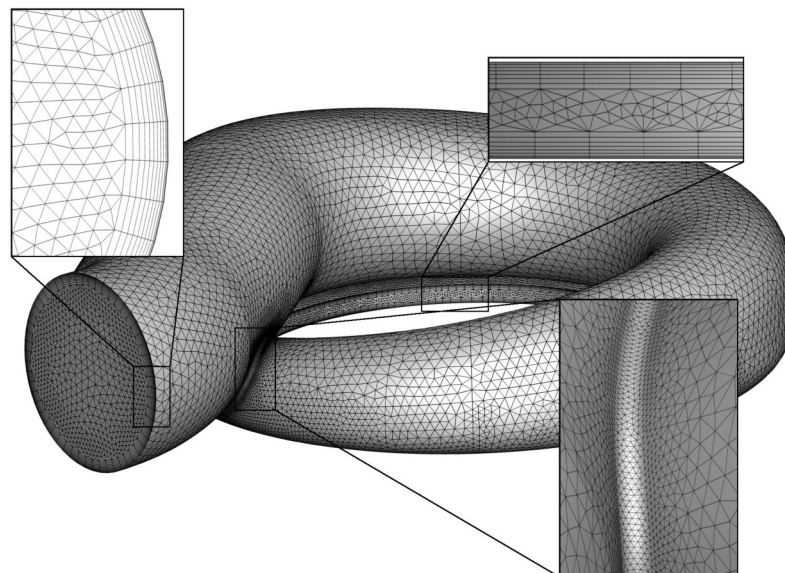


Abbildung 3.14: Vollständiges 3D-Netz der Spirale mit Detailansichten von Inlet, Outlet und Zunge

3.2 Einstellungen der Simulationen

3.2.1 Grundlegendes Setup der Rechnungen

Die Strömungssimulationen in dieser Arbeit werden mit dem Strömungslöser TRACE (Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment) durchgeführt, welcher eigens am Institut für Antriebstechnik des DLR entwickelt und stetig erweitert wird. Wie der Name des Strömungslösers bereits ausdrückt, ist TRACE primär auf die Simulation von rotationssymmetrischen Turbomaschinen wie Axial- und Radialverdichtern ausgelegt. Hierfür löst TRACE die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen mit Hilfe des impliziten Finite-Volumen-Verfahrens und ermöglicht sowohl die Berechnung von stationären und instationären Anwendungsfällen, als auch die Verwendung von strukturierten und unstrukturierten Netzen. Durch die Verwendung von blockstrukturierten Netzen ist auch eine Kombination von strukturierten und unstrukturierten Netze möglich, wie sie auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird. TRACE bietet eine Vielzahl von verschiedenen Modellen wie Turbulenzmodelle, verschiedene Lösungsschemata oder Gasmodelle, welche optional bzw. alternativ verwendet werden können.

Alle Einstellungen im Rahmen des Pre-Processings werden über das Programm GMC der Firma MTU Aero Engines GmbH vorgenommen, welches in Kooperation mit dem DLR für TRACE entwickelt wird. Für die Simulationen in dieser Arbeit werden die RANS-Gleichungen mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung gelöst, wobei die räumliche Diskretisierung anhand des Fromm-Schemas durchgeführt und als Zeitschrittverfahren das Predictor-Corrector-Schema angewendet wird. Für die Auflösung von Turbulenzen kommt das k - ω -Turbulenzmodell (siehe Kapitel 2.1.3) zum Einsatz. Da Rotationseffekte durch dieses Modell nur sehr ungenau wiedergegeben werden, werden diese nach Bardia berücksichtigt [11]. Zusätzlich wird die Staupunktanomalie nach Kato-Launder behandelt. Das Fluid wird als ideales Gas definiert und im gesamten Strömungsgebiet wird eine voll turbulente Strömung angenommen. Für detaillierte Informationen über die verwendeten Modelle sei hier auf die Dokumentation von TRACE [7] [12] und einschlägige Literatur, z.B. [13], verwiesen.

Während des Pre-Processing müssen die Eigenschaften der einzelnen Oberflächen und Interfaces des Rechnernetzes definiert werden. Die Konfiguration der Interfaces innerhalb des Laufrads ist in Abbildung 3.15 dargestellt.

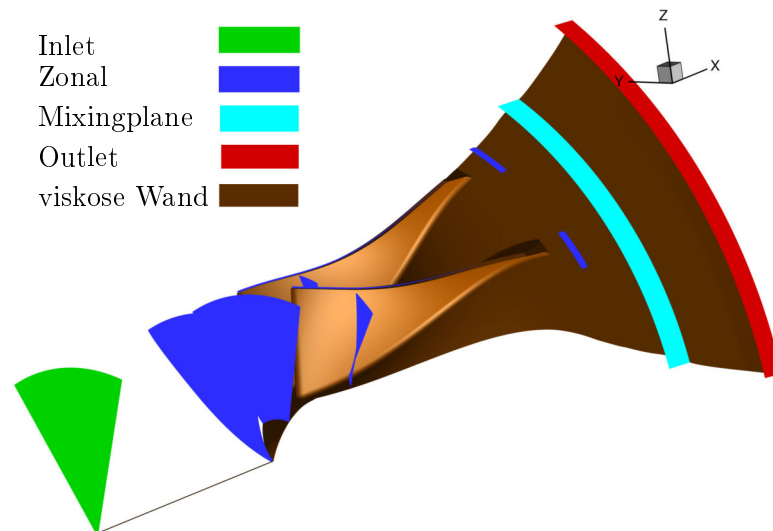


Abbildung 3.15: Definition der einzelnen Interfaces und Oberflächen für Simulationen des Laufrads

Auf der linken bzw. rechten Seite des Netzes ist das Inlet und Outlet definiert, wo die Eintritts- und Austrittsbedingungen festgelegt werden. Zwischen Blöcken, die unterschiedliche Netzauflösungen haben, werden sogenannte Zonals verwendet um die Übergabe von Werten zwischen diesen Blöcken zu realisieren. Innerhalb des Diffusors wird eine Mixingplane verwendet, welche den formalen Übergang zwischen dem Absolut- und Relativsystem darstellt. Die Oberflächen der Schaufel, der Nabe und des Gehäuses werden als reibungsbehaftete Wände definiert. Da jeweils nur eine Schaufelpassage simuliert wird, wird an den äußeren Flächen in Umfangsrichtung jeweils eine periodische Randbedingung vorgegeben, welche dafür sorgt, dass auf beiden Seiten die gleichen Werte vorliegen.

In Abbildung 3.16 ist die Konfiguration der Interfaces dargestellt, die bei den Rechnungen mit Laufrad und Spiralgehäuse verwendet wird. Die Konfiguration innerhalb des Laufrades bleibt die selbe, nur dass der Block hinter der Mixingplane nun durch das Spiralgehäuse ersetzt wurde und dem entsprechend auch das Outlet am Ende des Spiralgehäuses definiert ist.

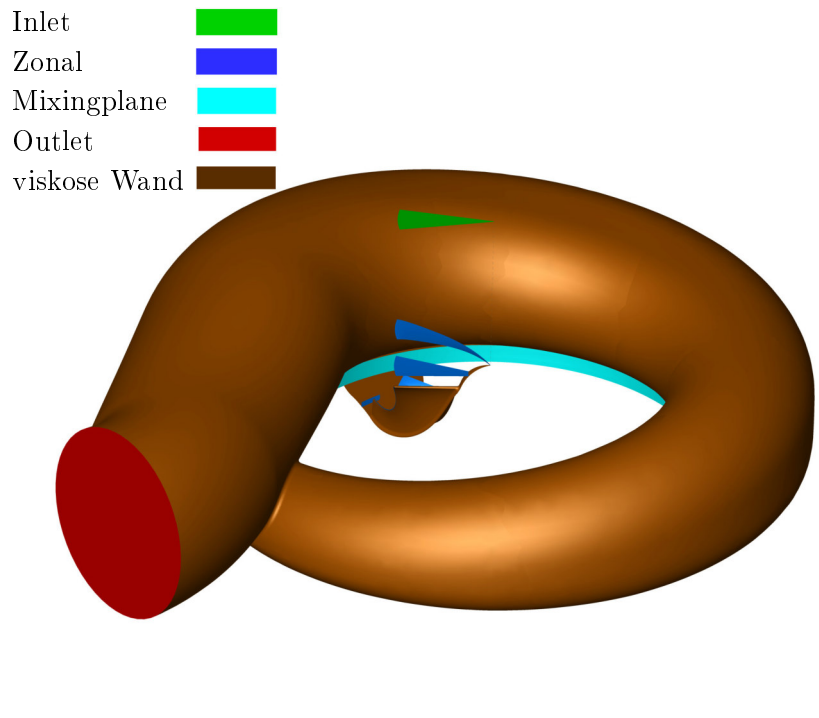


Abbildung 3.16: Definition der einzelnen Interfaces und Oberflächen für Simulationen mit Laufrad und Spiralgehäuse

Das Laufrad des Verdichters wird durchgängig mit einem sogenannten Low-Reynolds-Ansatz berechnet, wohingegen das Spiralgehäuse mit Hilfe eines Wandfunktions-Ansatz simuliert wird. Der Unterschied zwischen diesen beiden Ansätzen liegt in der Behandlung der Grenzschichtströmung. Bei einem Low-Reynolds-Ansatz wird die komplette Grenzschicht aufgelöst und berechnet, wozu eine entsprechend hohe Auflösung des Rechnernetzes im Wandbereich nötig ist. Bei einem Wandfunktions-Ansatz wird die Grenzschicht nicht explizit aufgelöst sondern durch eine vereinfachte Modellfunktion beschrieben, wodurch im Wandbereich eine deutlich gröbere Auflösung gewählt werden kann [14].

Um die Auflösung im Wandbereich quantitativ beurteilen zu können, wird der dimensionslose Wandabstand y^+ verwendet, welcher definiert ist als [15]:

$$y^+ = \frac{yc^*\rho}{\mu}, \quad (3.1)$$

wobei y den ersten Wandabstand im Rechnernetz bezeichnet und c^* die Schubspannungsgeschwindigkeit, welche definiert ist als:

$$c^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3.2)$$

Für ein Low-Reynolds-Netz sollte der y^+ -Wert bei ungefähr 1 liegen und bei einem Wandfunktions-Netz ungefähr zwischen 20 und 30. In Abbildung 3.17 sind die y^+ -Werte des Laufrads dargestellt und in Abbildung 3.18 die y^+ -Werte des Spiralgehäuses.

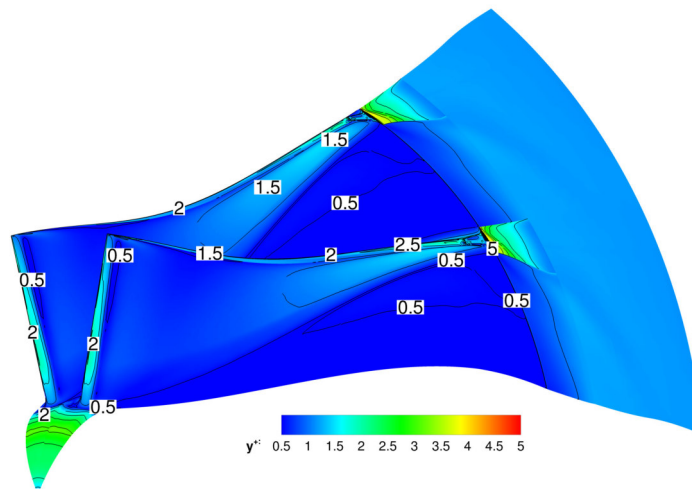


Abbildung 3.17: y^+ -Werte des Verdichter-Netzes

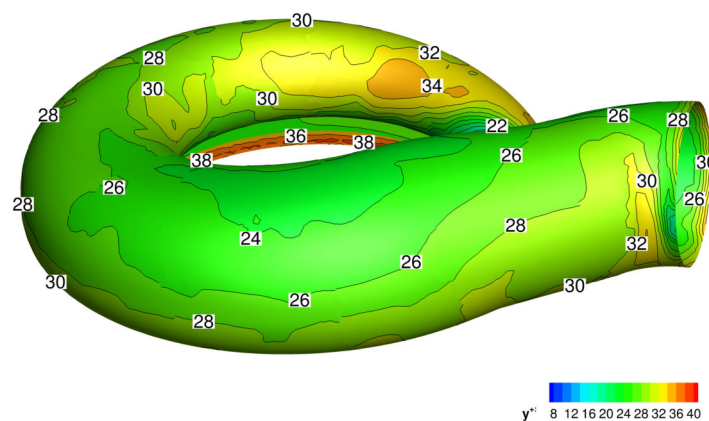


Abbildung 3.18: y^+ -Werte des Spiralen-Netzes

Um die Simulationen möglichst effizient durchzuführen und somit die Rechenzeit gering zu halten, werden beim sogenannten Blocksplitting die einzelnen Netzblöcke so unterteilt, dass die Netzzellen möglichst gleichmäßig auf die Anzahl der verwendeten CPUs aufgeteilt werden. Dieser Vorgang hat allerdings keinen Einfluss auf die Simulationsergebnisse und wird für eine einfachere Auswertung nach der Simulation wieder rückgängig gemacht.

3.2.2 Vorgehen für die Simulationen

Um eine Strömungssimulation durchzuführen, müssen sowohl am Inlet als auch am Outlet Randbedingungen vorgegeben werden. Die Randbedingungen am Inlet sind in allen Rechnungen die selben und beinhalten den Totaldruck, die Totaltemperatur, den Strömungswinkel, der Turbulenzgrad und das turbulente Längenmaß. Am Outlet wird nur der statische Druck vorgegeben, welcher zur Berechnung verschiedener Betriebspunkte im Laufe der Untersuchungen geändert wird. Des Weiteren muss eine Drehzahl vorgegeben werden, mit der der Verdichter betrieben wird.

Neben den Randbedingungen muss auch eine Initialisierung des Strömungsgebiets durchgeführt werden. Hierfür werden am Inlet, an der Mixingplane und am Outlet Werte für die Dichte, den statischen Druck und die drei Geschwindigkeitskomponenten in axialer, radialer Richtung und in Umfangsrichtung vorgegeben. Diese Werte sollen nur den Start der Rechnung vereinfachen und haben keinen Einfluss auf das endgültige Ergebnis wenn eine Rechnung konvergiert ist. Wenn bereits eine Lösung auf Grundlage der selben numerischen Konfiguration vorhanden ist, kann z.B. der Gegendruck oder die Drehzahl geändert werden und die neue Rechnung auf dieser vorhandenen Lösung neu gestartet werden. Diese Möglichkeit wird vor allem bei der Verwendung des Speedline-Skriptes angewendet. Das Speedline-Skript wurde in der Abteilung Fan und Verdichter entwickelt und hilft dabei, automatisiert das Kennfeld des Verdichters zu berechnen. Zuerst muss ein Betriebspunkt als Startpunkt für das Skript berechnet werden. Anschließend erhöht das Skript den Gegendruck um ein vorgegebenes Delta und startet eine neue Rechnung. Dies geschieht so lange, bis eine Rechnung nicht mehr konvergiert und somit an der numerischen Stabilitätsgrenze angelangt ist. Das Skript halbiert dann das Druckdelta und startet eine neue Rechnung mit dem verringerten Gegendruck. Durch dieses Vorgehen ist es möglich, sehr nah an die numerische Stabilitätsgrenze zu gelangen, ohne jede Rechnung manuell vorzubereiten und starten zu müssen.

4 Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen vorgestellt. Als erstes wird kurz in Kapitel 4.1 erläutert, wie die Auswertung der Simulationen grundsätzlich durchgeführt wurde. Im Anschluss wird in den Kapiteln 4.2 und 4.3 zunächst das Betriebsverhalten des Verdichters im Auslegungspunkt und danach das Verhalten im Grenzbereich des Kennfelds, d.h. an der Pump- und Sperrgrenze analysiert. In Kapitel 4.4 wird die Auswirkung der Spirale auf das Kennfeld und die Strömung in der Spirale genauer betrachtet, woraufhin im letzten Abschnitt (4.5) eine genauere Betrachtung der numerischen Randbedingungen durchgeführt wird und Verbesserungen für zukünftige Simulationen dargelegt werden.

4.1 Grundlegendes Vorgehen bei der Auswertung

Um die durchgeführten Rechnungen zu analysieren und bewerten zu können, werden verschiedene Auswertungen mit Hilfe der Programme POST und TecPlot durchgeführt. POST ist eine Post-Processing-Software die am Institut für Antriebsstechnik des DLR in Köln entwickelt wurde und einem erlaubt eine Vielzahl von unterschiedlichen Strömungsgrößen und Kennzahlen zu berechnen. Da es ebenfalls eine Eigenentwicklung ist, ist es auf die Anwendung mit dem Strömungslöser TRACE optimiert, sodass die von TRACE erzeugten cgns-Dateien direkt eingelesen und verarbeitet werden können. Hier muss allerdings zwischen dem eigentlichen Verdichter und dem Spiralgehäuse unterschieden werden, da POST nicht in der Lage ist, neue Auswerteebenen in einem unstrukturierten Netz zu erzeugen und somit nur Interfaces ausgewertet werden können, die im Rahmen der Vernetzung bzw. dem Pre-Processing schon erstellt worden sind. Grundsätzlich werden für die Auswertung des Verdichters mit POST, zusätzlich zu den schon vorhandenen Interfaces, drei weitere Arten von Schnitten erzeugt. Zuerst wird eine S2m-Mittelung durchgeführt, die auf dem S2m-Netz basiert, welches bei der Vernetzung erzeugt wurde und alle Strömungsgrößen in Umfangsrichtung mittelt. Des Weiteren wurden so genannte S1- und S3-Ebenen erstellt. Laut Wu [16] bezeichnet eine S1-Ebene eine Ebene durch die Schaufelpassage bei konstanter relativer Kanalhöhe und eine S3-Ebene eine Ebene bei $\xi = const$, d.h. bei konstanter relativer Lauflänge durch den Verdichter. Es werden drei S1-Ebenen verwendet, auf den relativen Kanalhöhen von 10, 50 und 90%. Die S3-Ebenen wurden so definiert, dass jeweils eine Ebene ca. 3mm vor der Schaufelvorderkante liegt und eine Ebene ca. 2mm nach der Schaufelhinterkante. Über die Lauflänge der Schaufel wurden nochmal fünf Ebenen gleichmäßig verteilt. Die resultierenden S1- und S3-Ebenen sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

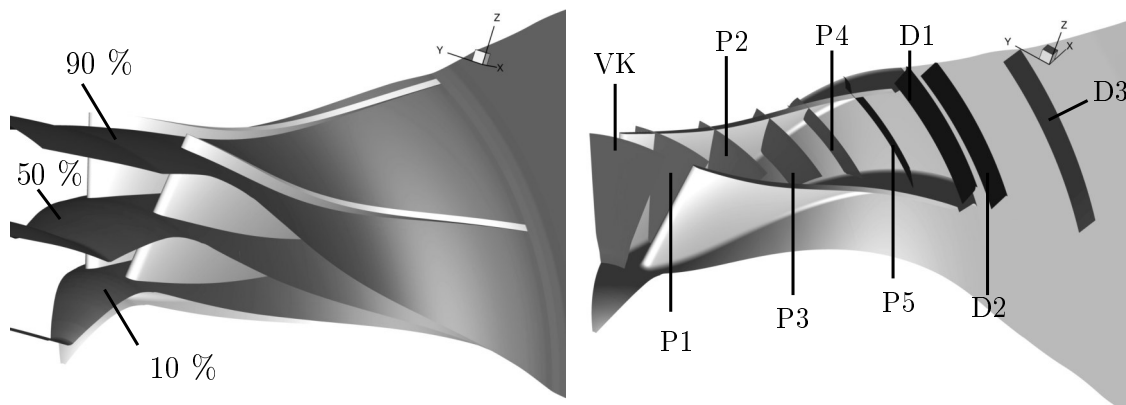


Abbildung 4.1: Darstellung der S1- und S3-Ebenen im Laufrad des Verdichters

POST berechnet für jede erstellte Ebene eine Vielzahl an Strömungsgrößen, welche anschließend z.B. graphisch auf der entsprechenden Ebene dargestellt werden können. Des Weiteren werden für jede S3-Ebene und für jedes Interface, das beim Pre-Processing definiert wurde, radiale Verteilung berechnet.

Für die graphische Darstellung der Ergebnisse wurde das Programm TecPlot360 von Tecplot Inc. verwendet.

4.2 Verhalten des Verdichters am Auslegungspunkt

In Abbildung 4.2 ist das berechnete Kennfeld des Verdichters dargestellt.

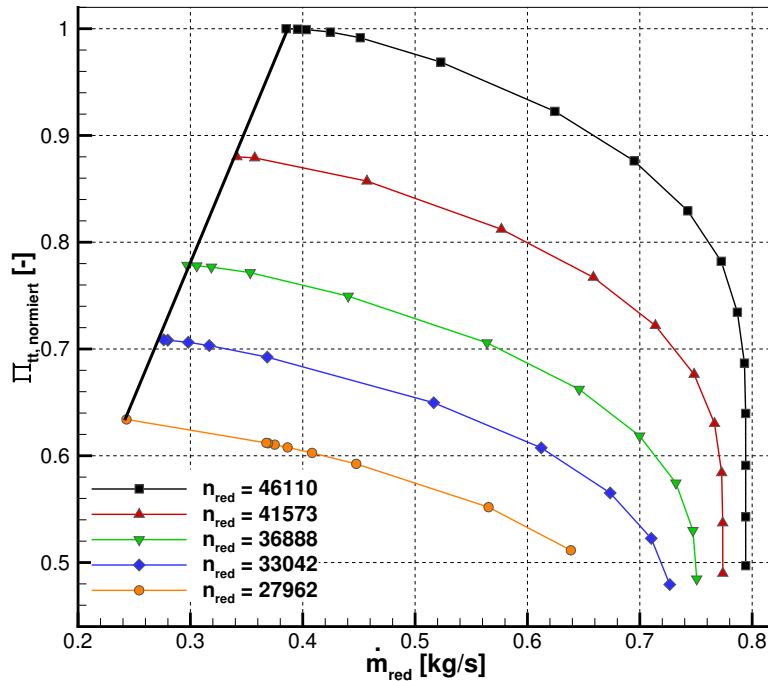


Abbildung 4.2: Kennfeld des Verdichters; normiertes Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Massenstrom

Es wird das normierte Totaldruckverhältnis $\Pi_{tt,normiert}$ über dem reduzierten Massenstrom \dot{m}_{red} aufgetragen und im Rahmen der Simulationen fünf verschiedene Drehzahllinien bestimmt. Auf der linken Seite der Drehzahlkurven ist die Pumpgrenze eingezeichnet, welche bei einer Drehzahl von $46110 \frac{1}{min}$ bei ca. $0,37 \frac{kg}{s}$ und bei einer Drehzahl von $27962 \frac{1}{min}$ bei ca. $0,24 \frac{kg}{s}$ Massendurchsatz erreicht wird. An dieser Stelle muss allerdings beachtet werden, dass im Rahmen von Strömungssimulationen nur die numerische Stabilitätsgrenze bestimmt werden kann, bis zu der die Simulationen konvergieren. Die reale, physikalische Pumpgrenze des Verdichters wird erfahrungsgemäß weiter links im Kennfeld liegen. Wenn im Rahmen dieser Arbeit von der Pumpgrenze die Rede ist, ist also streng genommen die numerische Stabilitätsgrenze gemeint. Das maximale normierte Druckverhältnis des Verdichters wird bei einer reduzierten Drehzahl von $46110 \frac{1}{min}$ erreicht und liegt im Bereich der Pumpgrenze bei 1.

Auf der rechten Seite des Kennfelds befinden sich die Sperrgrenzen der verschiedenen Drehzahlkurven, welche durch einen vertikalen Verlauf der Kurven gekennzeichnet sind. Der maximale Durchsatz des Verdichters liegt bei einem reduzierten Massenstrom von ca. $0,8 \frac{kg}{s}$ und wird ebenfalls bei einer reduzierten Drehzahl von $46110 \frac{1}{min}$ erreicht.

In Abbildung 4.3 ist im Kennfeld der normierte isentrope Wirkungsgrad $\eta_{is,normiert}$ über dem reduzierten Massenstrom \dot{m}_{red} aufgetragen.

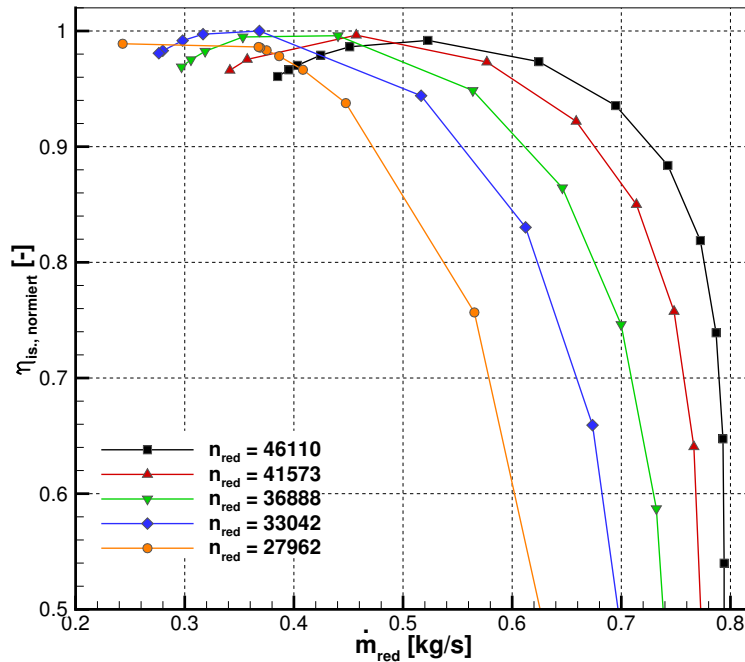


Abbildung 4.3: Kennfeld des Verdichters; normierter Wirkungsgrad über dem reduzierten Massenstrom

Auffällig ist, dass der maximale normierte Wirkungsgrad unabhängig von der Drehzahl ist und bei allen fünf Drehzahlkurven bei 1 liegt. Im Bereich der Sperrgrenze fällt der Wirkungsgrad bei allen Drehzahlkurven drastisch ab. Bis auf die unterste Drehzahlkurve ist bei allen Kurven festzustellen, dass der Wirkungsgrad auch im Bereich der Pumpgrenze wieder etwas abfällt und somit das Wirkungsgradmaximum jeweils bei einem um ca. 0,1 bis 0,15 $\frac{kg}{s}$ größeren Massendurchsatz als an der Pumpgrenze liegt. Bei der Betrachtung der Kurvenverläufe ist zu vermuten, dass auch der maximale normierte Wirkungsgrad der unteren Drehzahlkurve bei 1 liegt und bei einem höheren Massendurchsatz als an der Pumpgrenze erreicht wird, wenn zwischen den beiden letzten Punkten noch ein zusätzlicher Betriebspunkt simuliert würde.

Die Anströmbedingungen der Schaufel in der S3-Ebene VK sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Auf der linken Seite ist die radiale Verteilung des Anström winkels α und auf der rechten Seite die Anströmgeschwindigkeit v_x über der relativen Kanalhöhe abgebildet. Bei allen fünf Drehzahlkurven wird jeweils der Betriebspunkt mit dem höchsten Wirkungsgrad betrachtet.

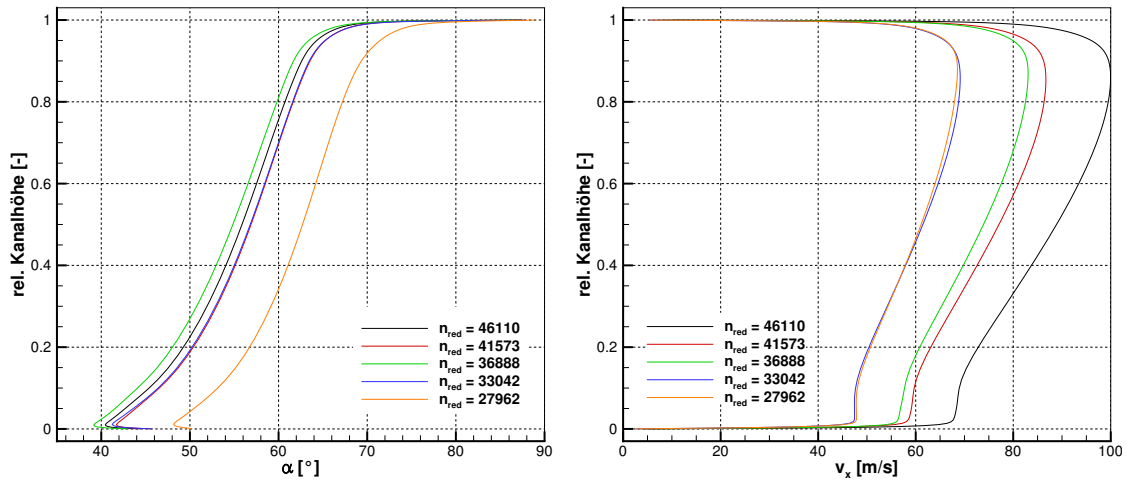


Abbildung 4.4: Anströmbedingungen der Schaufel; links Anströmwinkel α , rechts Anströmgeschwindigkeit v_x

Bei den Anströmwinden zeigt sich ein gleichmäßiger Verlauf, bei dem der Anströmwinkel der Strömung im Nabenbereich kleiner ausfällt als im Gehäusebereich. Dieses Verhalten ist dadurch zu begründen, dass die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufel mit größer werdendem Radius zunimmt und somit die Umfangskomponente der Strömung im Relativsystem ebenfalls größer wird. Grundsätzlich wird die Lage der einzelnen Kurven zueinander von der Drehzahl und vom Massenstrom bestimmt. Eine größere Drehzahl führt zu einem höheren Eintrittswinkel der Strömung, da die Umfangskomponente der Strömung größer wird. Man würde also erwarten, dass sich der Betriebspunkt mit der größten Drehzahl ganz rechts im Diagramm befindet und mit sinkender Drehzahl die Linien weiter nach links verschoben sind. Ein höherer Massenstrom und somit eine größere Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung führt allerdings zu einem kleineren Anströmwinkel der Strömung, wodurch die Kurven nach links verschoben werden. Diese beiden Effekte überlagern sich hier und da sich die Massenströme nicht linear von Betriebspunkt zu Betriebspunkt verändern, ist keine gleichmäßige, drehzahlabhängige Verschiebung der Kurven von links nach rechts festzustellen.

Im Bereich des Gehäuses bildet sich eine Grenzschichtströmung aus, wodurch die meridionale Geschwindigkeit immer weiter abnimmt, bis an der Gehäusewand die Haftbedingung einsetzt. Die Umfangskomponente der Geschwindigkeit wird somit immer dominanter und es ergeben sich im Gehäusebereich Winkel von bis zu 90° .

Die radiale Verteilung der Anströmgeschwindigkeit ist ebenfalls deutlich durch die zunehmende Umfangsgeschwindigkeit über der Kanalhöhe geprägt. Sowohl am Gehäuse, als auch an der Nabe gilt die Haftbedingung, wodurch die x-Komponente der Geschwindigkeit null wird. Im Nabenbereich ist bis ca. 2-3 % Kanalhöhe die Grenzschicht zu er-

kennen und der bis ca. 10 % Kanalhöhe konstante Verlauf der Geschwindigkeit ist auf den Einfluss des Spinners zurückzuführen, da dieser zu einer nennenswerten Umlenkung der Strömung führt. Im oberen Bereich des Kanals ist bedingt durch die Spaltströmung und die Grenzschicht schon ab ca. 90 % Kanalhöhe eine Reduzierung der Geschwindigkeit festzustellen. Die Verschiebung der Kurven zu höheren Geschwindigkeiten bei größeren Drehzahlen kann auf die Erhöhung des Massenstroms zurückgeführt werden.

In Abbildung 4.5 ist der Druckverlauf entlang der Schaufelpassage gezeigt. Von links oben nach rechts unten sind die S3-Ebenen P1-P5 und die Ebene D1 dargestellt.

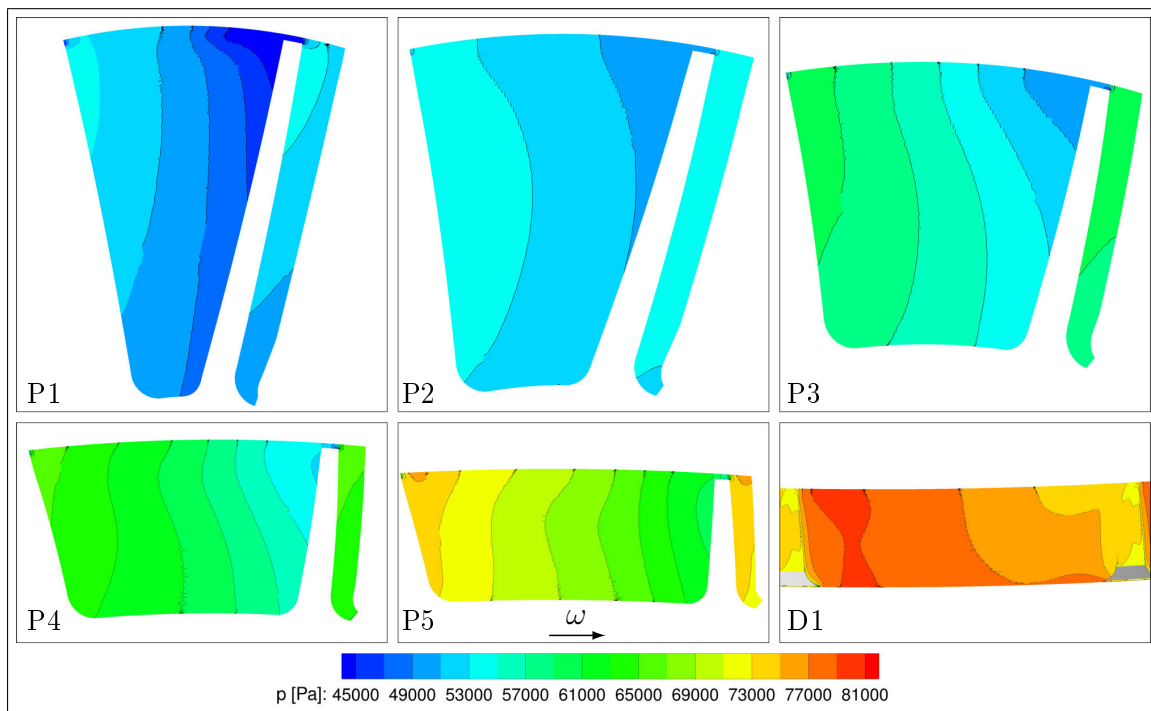


Abbildung 4.5: Druckverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1

Auf allen Ebenen ist zu sehen, dass der Druck auf der Druckseite der Schaufeln deutlich höher ist und sich über die gesamte Länge der Schaufelpassage ein Druckgradient von der Druck- zur Saugseite ausbildet, was eine typische Eigenschaft von Turbomaschinen ist. Bedingt durch die Spaltströmung befindet sich der geringste Druck auf allen Ebenen jeweils im Gehäusebereich der Saugseite. Des Weiteren ist festzustellen, dass der Druckunterschied zwischen den ersten drei Ebenen geringer ist als zwischen den hinteren drei Ebenen, was darauf hinweist, dass der Druckaufbau im Laufrad hauptsächlich in den hinteren zwei Dritteln der Schaufel stattfindet.

Analog zu Abbildung 4.4 sind in Abbildung 4.6 die Abströmbedingungen kurz nach der Schaufel dargestellt.

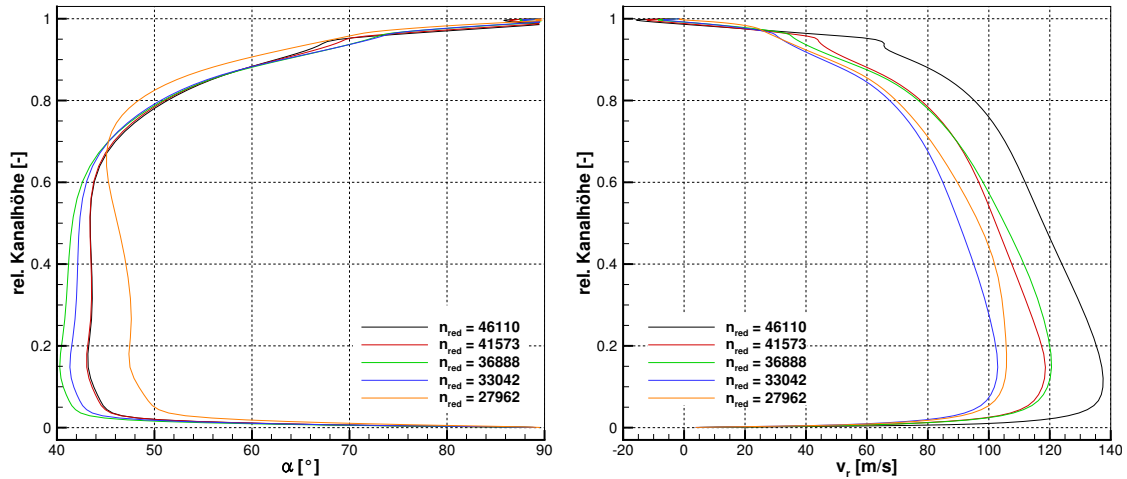


Abbildung 4.6: Abströmbedingungen der Schaufel; links Abströmwinkel α , rechts Abströmgeschwindigkeit v_r

In der unteren Hälfte des Kanals sind die Strömungswinkel größtenteils konstant und durchgehend kleiner als im oberen Teil des Kanals. Ab ca. 60 % der Kanalhöhe werden die Strömungswinkel deutlich größer und erreichen am Gehäuse 90° . Direkt am Gehäuse ist vor allem in den Geschwindigkeiten der Einfluss und die Blockagewirkung des Spaltwirbels zu erkennen. In den oberen 5 % des Kanals steigt die Geschwindigkeit fast linear an, bis bei ca. 95 % Kanalhöhe ein kleiner Knick im Geschwindigkeitsverlauf zu beobachten ist. Die Geschwindigkeit steigt hier kurzzeitig deutlich langsamer an, da bei ca. 95 % die Schaufel anfängt und sich beim Eintritt in die Hauptströmung ein Wirbel ausbildet, welcher dafür sorgt, dass die Strömung nicht primär der radialen Richtung folgt.

Um die Schaufelumströmung und die resultierende aerodynamische Schaufelbelastung darzustellen, wird die isentrope Machzahl M_{is} über der Profillänge der Schaufel ξ aufgetragen, wie auf der linken Seite in Abbildung 4.7 zu sehen. Es ist jeweils der Betriebspunkt mit dem höchsten Wirkungsgrad für die oberste und die unterste Drehzahlkurve abgebildet und die Auswerteebene liegt auf 90 % der relativen Kanalhöhe.

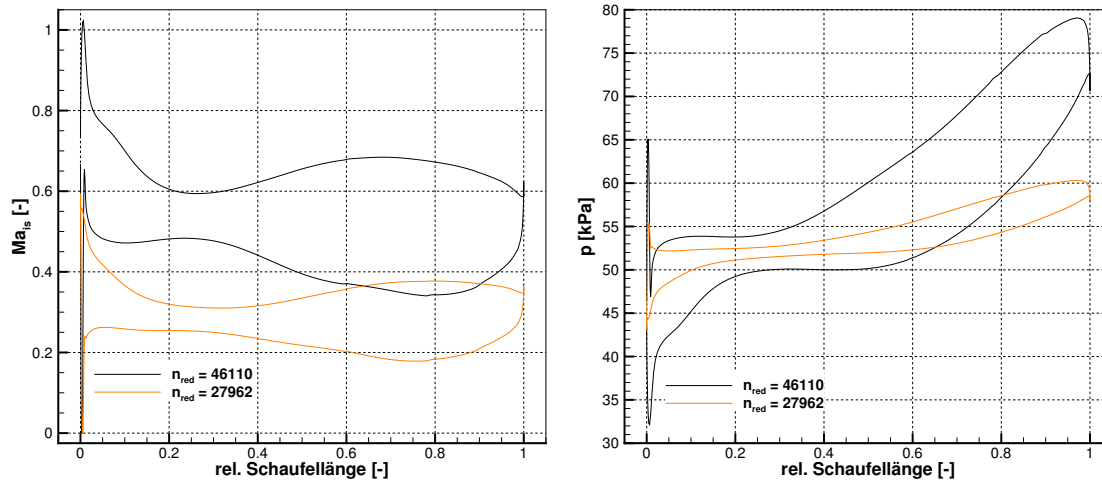


Abbildung 4.7: Strömungsgrößen auf der Schaufeloberfläche bei 90 % Kanalhöhe; links: isentrope Machzahl M_{is} über ξ ; rechts: statischer Druck p über ξ

Der grundsätzliche Verlauf der Graphen ist bei beiden Drehzahlkurven gleich, nur dass die Kurve mit $n_{red} = 28350$ nach unten verschoben ist. Dies resultiert daraus, dass einerseits der Massenstrom und dadurch die meridionale Geschwindigkeit geringer ist und andererseits die Drehzahl und somit die Umfangskomponente der Geschwindigkeit deutlich geringer ist. Beides führt zu kleineren isentropen Machzahlen.

Auf der Saugseite der Schaufel ist zunächst ein sprunghafter Anstieg der isentropen Machzahl festzustellen, welcher daraus resultiert, dass die durchströmte Fläche beim Eintritt in die Schaufelpassage kleiner und die Strömung somit beschleunigt wird. Anschließend wird die isentrope Machzahl wieder geringer, da die Störung der Strömung durch die Schaufel sich über die Kanalbreite vergleichmäßig und dadurch die Geschwindigkeit in der Nähe der Schaufeloberfläche wieder abnimmt.

Auf der Druckseite der Schaufel fällt die isentrope Machzahl zunächst an der Schaufelvorderkante stark ab, da hier der Staupunkt der Strömung liegt. Anschließend findet hier eine ähnliche Beschleunigung und anschließende Verzögerung der Strömung wie auch auf der Saugseite statt. Ab einer relativen Schauffellänge von ca. 0,3 ist auf der Saugseite ein Anstieg der isentropen Machzahl zu verzeichnen und gleichzeitig ein Abfallen auf der Druckseite. Dadurch vergrößert sich die Fläche zwischen den Kurven, welche ein Maß für die aerodynamische Belastung der Schaufel ist. In beiden Betriebspunkten wird die isentrope Machzahl nicht größer als eins, d.h. der Verdichter arbeitet durchgehend im subsonischen Bereich und es treten keine Verdichtungsstöße in den Schaufelpassagen auf. Auf der rechten Seite von Abbildung 4.7 ist der statische Druck über der relativen Schauffellänge abgebildet. Es ist zu erkennen, dass der Druckaufbau im Verdichter haupt-

sächlich in den hinteren zwei Dritteln der Schaufel stattfindet, woraus auch die höhere Belastung der Schaufel ab einer relativen Schaufellänge von ca. 0,3 resultiert. Dies deckt sich auch mit der Darstellung in Abbildung 4.5. Auch im Druckverlauf ist der Staupunkt an der Schaufelvorderkante zu erkennen, da der statische Druck durch die Verzögerung auf der Druckseite kurzzeitig stark ansteigt. Dem entsprechend nimmt der statische Druck auf der Saugseite kurzzeitig stark ab, da hier die Beschleunigung der Strömung stattfindet. Die Druck- und Machzahlverläufe des Betriebspunktes mit $n_{red} = 28350$ schließen insgesamt eine kleinere Fläche ein und im Druckverlauf ist ein deutlich geringerer Anstieg zu verzeichnen, da das Totaldruckverhältnis des Verdichters in diesem Betriebspunkt deutlich kleiner ist.

4.3 Verhalten im Grenzbereich des Kennfelds

4.3.1 Analyse der Strömung an der Pumpgrenze

Im Folgenden wird die Strömung im Verdichter an der Pumpgrenze genauer betrachtet. Um eine bessere Übersicht zu erreichen, werden jeweils die Betriebspunkte der Drehzahlkurve mit $n_{red} = 46110$ betrachtet. Die grundlegenden Phänomene treten in den Betriebspunkten der anderen Drehzahlkurven vergleichbar auf.

Die An- und Abströmwinkel des Betriebspunkts an der Pumpgrenze werden in Abbildung 4.8 mit den Winkeln des Betriebspunkts des maximalen Wirkungsgrad verglichen. Auf der linken Seite sind die Anströmbedingungen auf der S3-Ebene VK dargestellt und auf der rechten Seite die Abströmbedingungen auf der S3-Ebene D1. Die Anströmwinkel an der Pumpgrenze zeigen grundsätzlich den gleichen Verlauf wie im maximalen Wirkungsgrad, nur dass die Kurve nach rechts verschoben ist und somit die Winkel überall um ca. 8° größer sind. Dies resultiert aus dem kleineren Massenstrom, und der damit verbundenen kleineren Meridionalgeschwindigkeit der Strömung. Bei den Abströmwinkeln zeigt sich eine größere Differenz zwischen den beiden Betriebspunkten. Im unteren Bereich des Kanals sind die Winkel an der Pumpgrenze deutlich größer, wobei die Differenz ab einer relativen Kanalhöhe von ca. 20 % stetig kleiner wird. Bei einer relativen Kanalhöhe von ca. 70 % schneiden sich beide Kurven und die Abströmwinkel an der Pumpgrenze sind im oberen Bereich des Kanals kleiner als im maximalen Wirkungsgrad.

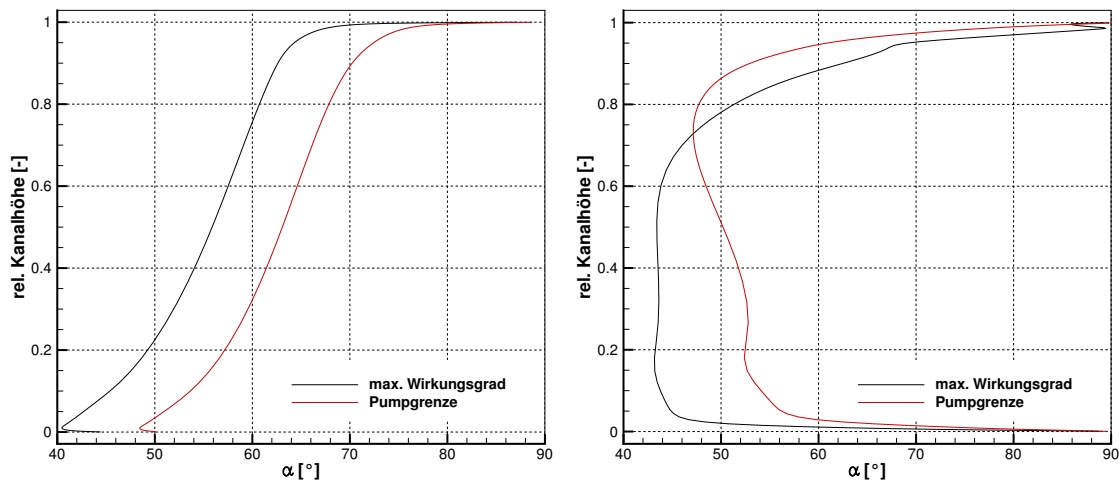


Abbildung 4.8: Vergleich der An- (links) und Abströmwinkel (rechts) am Auslegungspunkt und an der Pumpgrenze

Die Betrachtung der Entropieerzeugung in einer Strömung ist oftmals ein gutes Maß dafür, wo Turbulenzen, Ablösungen oder andere Verlusteffekte auftreten. Der Entropiever-

lauf in der S2m-Ebene ist in Abbildung 4.9 für die Drehzahlkurve $n_{red} = 46110$ dargestellt, wobei auf der linken Seite der Betriebspunkt mit dem höchsten Wirkungsgrad und auf der rechten Seite der Betriebspunkt an der Pumpgrenze abgebildet ist.

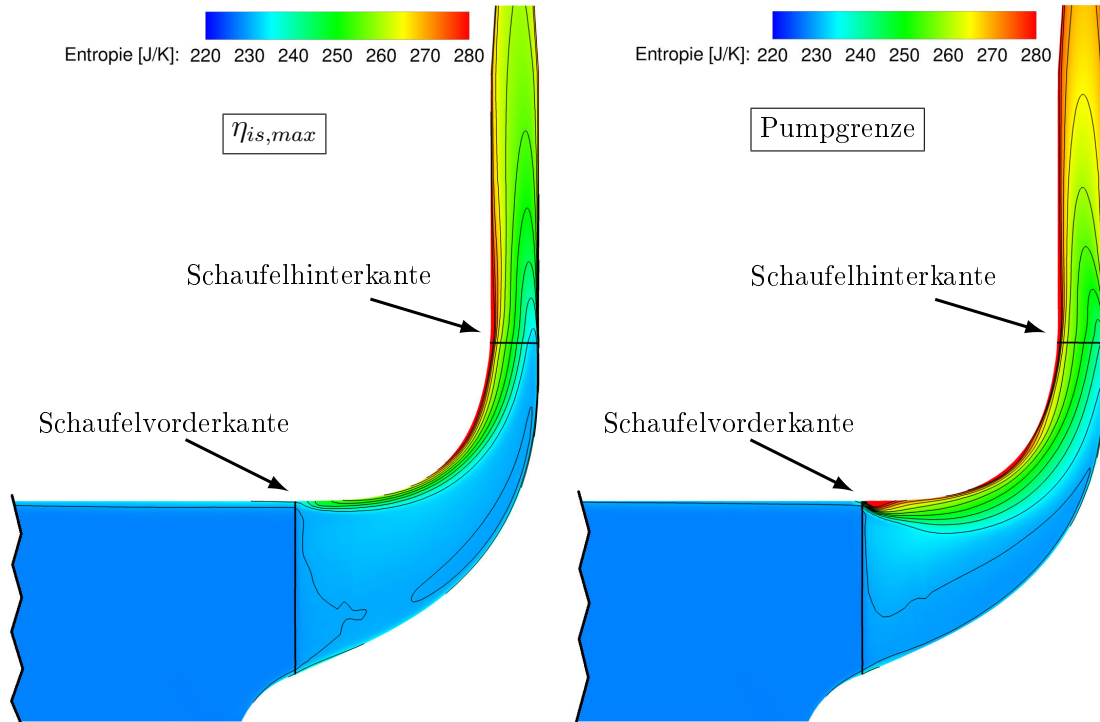


Abbildung 4.9: Entropieverlauf im S2m-Schnitt für den Betriebspunkt mit $\eta_{is,max}$ links und Betriebspunkt an der Pumpgrenze rechts

Bei beiden Betriebspunkten ist festzustellen, dass im Bereich der Zuströmung die Entropie bis auf die Ausbildung der Grenzschicht konstant bleibt und ab der Schaufelvorderkante ein Anstieg der Entropie vorliegt. Dies resultiert zum größten Teil aus den Profilverlusten, die durch die entstehenden Grenzschichten an den Schaufeloberflächen entstehen. Deutlich zu sehen ist, dass die größten Verluste bei beiden Betriebspunkten im oberen Teil des Kanals generiert werden. Hauptsächlich werden die großen Verluste am Gehäuse durch den Spaltwirbel verursacht, welcher sich durch den Spalt zwischen Gehäuse und Schaufeloberkante ausbildet. Bei beiden Betriebspunkten ist zu erkennen, dass die Entstehung des Spaltwirbels unmittelbar an der Schaufelvorderkante beginnt und dieser sich stromab immer weiter in den Schaufelkanal ausbreitet. Wenn der Verdichter an der Pumpgrenze betrieben wird, werden an der Schaufelvorderkante deutlich höhere Verluste generiert und die räumliche Erstreckung des verlustbehafteten Strömungsgebietes ist ebenfalls größer.

Im mittleren bis hinteren Bereich der Schaufel bildet sich am Gehäuse eine, in Rela-

tion zur Nabe, deutlich breitere Grenzschicht aus, welche ebenfalls Verluste generiert und im Entropieverlauf deutlich durch die rote Randfläche am Gehäuse zu erkennen ist. Der Grund hierfür ist die Umlenkung der Strömung in radialer Richtung, wodurch das Fluid zur Nabe hin umgelenkt wird und dadurch die Grenzschicht im Gehäusebereich dicker wird. Durch die höheren Geschwindigkeiten sind die Verluste in dieser Grenzschicht tendenziell im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads höher. Im hinteren Teil der Schaufel, bzw. hinter der Schaufel, generiert die Grenzschicht im Nabenbereich höhere Verluste wenn der Verdichter an der Pumpgrenze arbeitet.

Um die Ursachen für die Entropieerzeugung an der Schaufelvorderkante genauer zu betrachten, ist in Abbildung 4.10 die Machzahlverteilung auf der S1-Ebene in 90% Kanalhöhe für beide Betriebspunkte dargestellt. Neben der Machzahlverteilung sind zusätzlich Stromlinien abgebildet, welche die Entwicklung des Spaltwirbels an der Schaufelvorderkante zeigen. Anhand der Stromlinien wird die unterschiedliche Anströmung der Schaufeln deutlich, welche bereits in Abbildung 4.8 gezeigt wurde. Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades erfolgt die Zuströmung in dieser Ebene nahezu schaufelkonform, wohingegen der Zuströmwinkel an der Pumpgrenze größer wird und eine druckseitigere Anströmung vorliegt. Die Verteilung der Machzahl zeigt im Bereich der Schaufelvorderkante eine Beschleunigung der Strömung auf der Saugseite der Schaufel und eine Verzögerung auf der Druckseite, welche auch in der isentropen Machzahlverteilung zu erkennen sind (Abbildung 4.7). Durch die bessere Zuströmung im Wirkungsgradmaximum ist die Grenzschicht auf der Saugseite dünner. Im Betriebspunkt an der Pumpgrenze ist zu erkennen, dass sich dort durch die schlechtere Anströmung eine Grenzschicht ausbildet, welche weiter in den Kanal hinein reicht als bei optimaler Anströmung. Durch die geringen Geschwindigkeiten besteht in diesem Gebiet die Gefahr, dass die Strömung ablöst und sich Rückströmungen bilden. Der Spaltwirbel, der sich an der Schaufelvorderkante ausbildet, ist durch Stromlinien visualisiert und zeigt deutliche Unterschiede in den zwei Betriebspunkten. Wenn der Verdichter an der Pumpgrenze arbeitet, ist die räumliche Erstreckung des Spaltwirbels deutlich größer, sodass sein Einfluss bis über die Mitte des Kanals wirkt. An der Stelle, wo der Wirbel aufplatzt, ist zu sehen, dass die Strömung in der S1-Ebene deutlich verlangsamt wird, da sich die Strömung aus dem Wirbel mit der umgebenen Strömung mischt. Die Wirbelströmung ist turbulenter und der Anteil der Geschwindigkeitskomponenten, die nicht der hauptsächlichen Strömungsrichtung entsprechen, ist größer, weshalb die Strömung erst wieder in Strömungsrichtung beschleunigt werden muss.

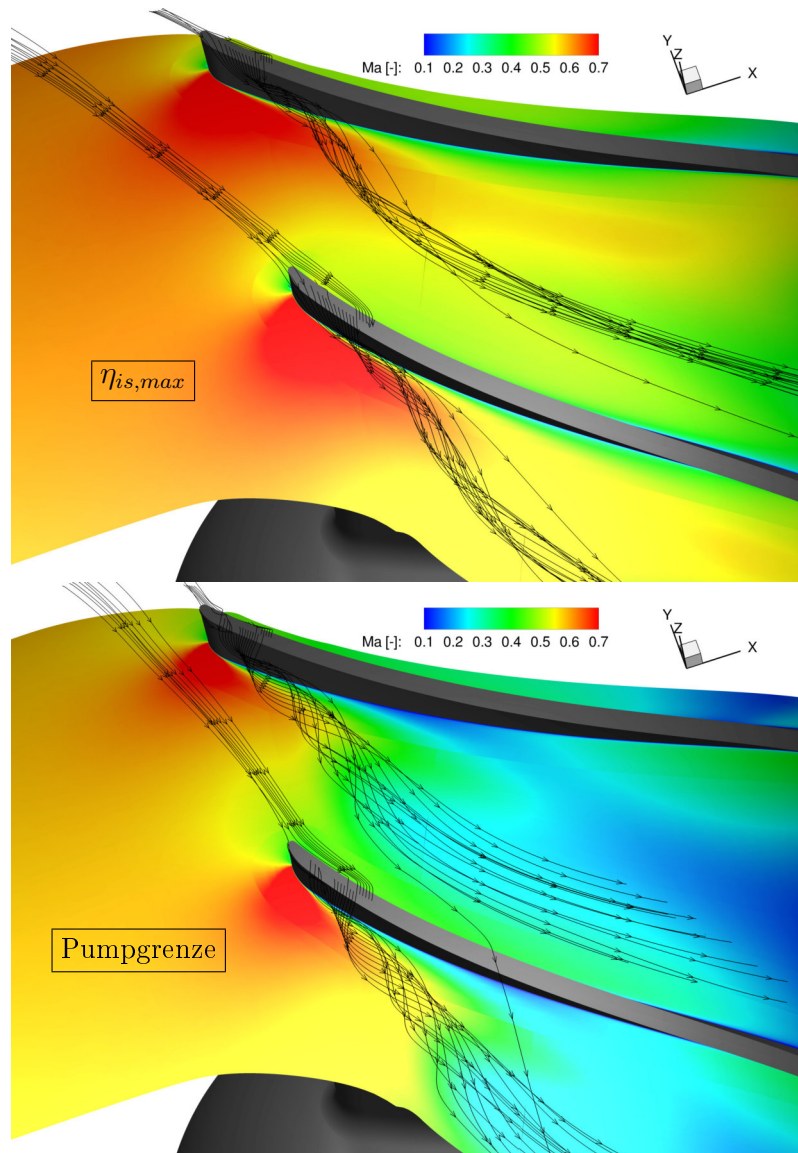


Abbildung 4.10: Darstellung des Spaltwirbels und der Machzahlverteilung an der Schaufelvorderkante in der S1-Ebene 90% Kanalhöhe; maximaler Wirkungsgrad oben, Pumpgrenze unten

Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades fällt der Spaltwirbel in seiner räumlichen Erstreckung kleiner aus und auch der Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung in der S1-Ebene ist kleiner, weshalb zu vermuten ist, dass die Wirbelstärke bzw. Turbulenz hier ebenfalls geringer ist. Vor dem Hintergrund, dass der betrachtete Betriebspunkt nur die numerische Stabilitätsgrenze darstellt, ist zu vermuten, dass im Betriebspunkt an der physikalischen Pumpgrenze aus der Gefahr der Ablösung eine tatsächliche Ablösung wird und die Effekte des Spaltwirbels noch größer werden.

Die Strömung im hinteren Teil der Schaufel wird in Abbildung 4.11 betrachtet. Dargestellt sind die hinteren drei S3-Ebenen in der Schaufelpassage, auf denen die Verteilung der Machzahl zu sehen ist und zusätzlich Stromlinien innerhalb der Schaufelpassage.

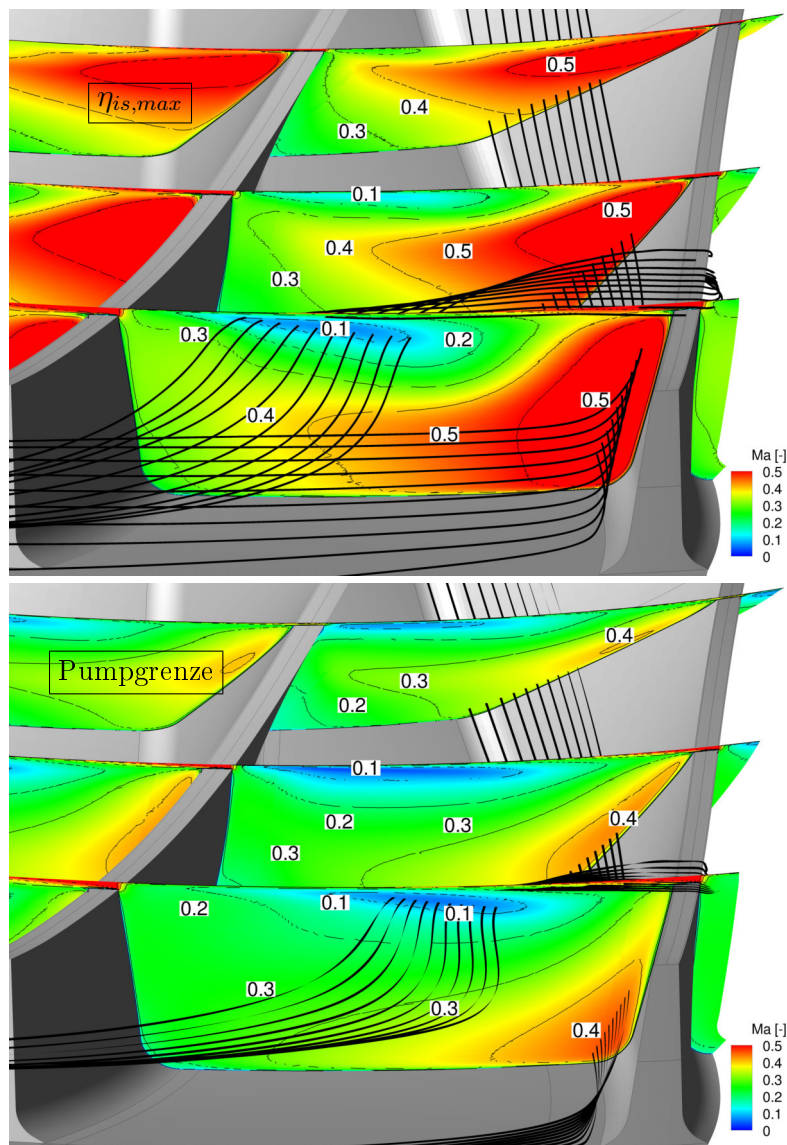


Abbildung 4.11: Darstellung der Jet-Wake-Gebiete anhand der Machzahlverteilung und Stromlinien auf den S3-Ebenen P3-P5; maximaler Wirkungsgrad oben, Pumpgrenze unten

Sowohl im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades, als auch an der Pumpgrenze ist festzustellen, dass die Geschwindigkeiten auf der Saugseite der Schaufel höher sind als auf der Druckseite. Des Weiteren ist zu beobachten, dass im mittleren Teil der Schaufel die Gebiete mit den größten Strömungsgeschwindigkeiten im oberen Teil des Kanals liegen und mit zunehmender Lauflänge der Schaufel zur Nabe verschoben werden. Dieser

Effekt resultiert aus der radialen Umlenkung der Strömung, da im vorderen und mittleren Bereich der Schaufel die Strömung noch hauptsächlich in axialer Richtung fließt, wohingegen am Ende der Schaufel eine radiale Abströmung vorliegt. Durch die Massenträgheit wird die Strömung also im hinteren Bereich zur Nabe hin gelenkt, wodurch die höheren Geschwindigkeiten entstehen.

Auf der S3-Ebene in der Mitte der Schaufel ist im Betriebspunkt an der Pumpgrenze noch deutlich der Einfluss des Spaltwirbels zu sehen, der bereits in Abbildung 4.10 dargestellt wurde. Dieser äußert sich durch ein stark ausgeprägtes Gebiet niedriger Machzahlen im oberen Bereich des Kanals, welches sich auch stromab weiter durch den Kanal zieht. Auch im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades ist noch ein kleiner Einfluss festzustellen, welcher allerdings weniger deutlich ausgeprägt ist.

Anhand der Stromlinien in der Abbildung wird deutlich, dass die Ausbildung von Wake-Gebieten auch im hinteren Teil der Schaufel maßgeblich von der Spaltströmung beeinflusst wird. Die Stromlinien, die durch die Jet-Gebiete laufen, kommen alle aus dem Kanal und folgen gleichmäßig der Kontur der Schaufel. Durch die Wake-Gebiete hingegen strömt fast ausschließlich Fluid, welches vorher durch den Radialspalt aus der nebenliegenden Schaufelpassage gekommen ist. Da das Fluid aus dem Spalt zunächst primär in Umfangsrichtung strömt, muss dieses beim Eintritt in den Kanal von der Kanalströmung in radialer Richtung beschleunigt werden, welche dadurch wiederum verzögert wird und sich insgesamt eine deutlich niedrigere Geschwindigkeit ergibt als im Rest des Kanals.

An der Pumpgrenze wird die Geschwindigkeit im hinteren Teil der Schaufel am druckseitigen Fillet immer geringer und somit das Totwassergebiet, welches in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt ist, immer dominanter. Hierdurch ist zu vermuten, dass bei einer weiteren Absenkung des Massenstroms an der physikalischen Pumpgrenze die Strömung ablöst und eine sogenannte Eckenablösung auftritt. Diese ist laut Grieb [2] eines der typischen Phänomene das auftritt, wenn ein Radialverdichter ins Pumpen gerät.

Der Entropieverlauf über der Kanallänge ist anhand der S3-Ebenen P1-P5 in Abbildung 4.12 dargestellt. Im oberen Teil des Bildes ist der Betriebspunkt mit dem höchsten Wirkungsgrad abgebildet und im unteren Teil der Betriebspunkt an der Pumpgrenze. Auf den S3-Ebenen P1 ist an beiden Betriebspunkten zu erkennen, dass an der Oberfläche der Saugseite Verluste generiert werden. Im Betriebspunkt an der Pumpgrenze sind diese deutlicher ausgeprägt, da die Anströmung der Schaufel hier mehr auf der Druckseite liegt und sich dadurch auf der Saugseite eine größere Grenzschicht ausbildet. Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades ist dieser Effekt durch die druckseitige Anströmung ebenfalls vorhanden, allerdings weniger ausgeprägt. Im Gehäusebereich ist die Auswirkung des Spaltwirbels sichtbar, welcher bereits in Abbildung 4.10 dargestellt ist.

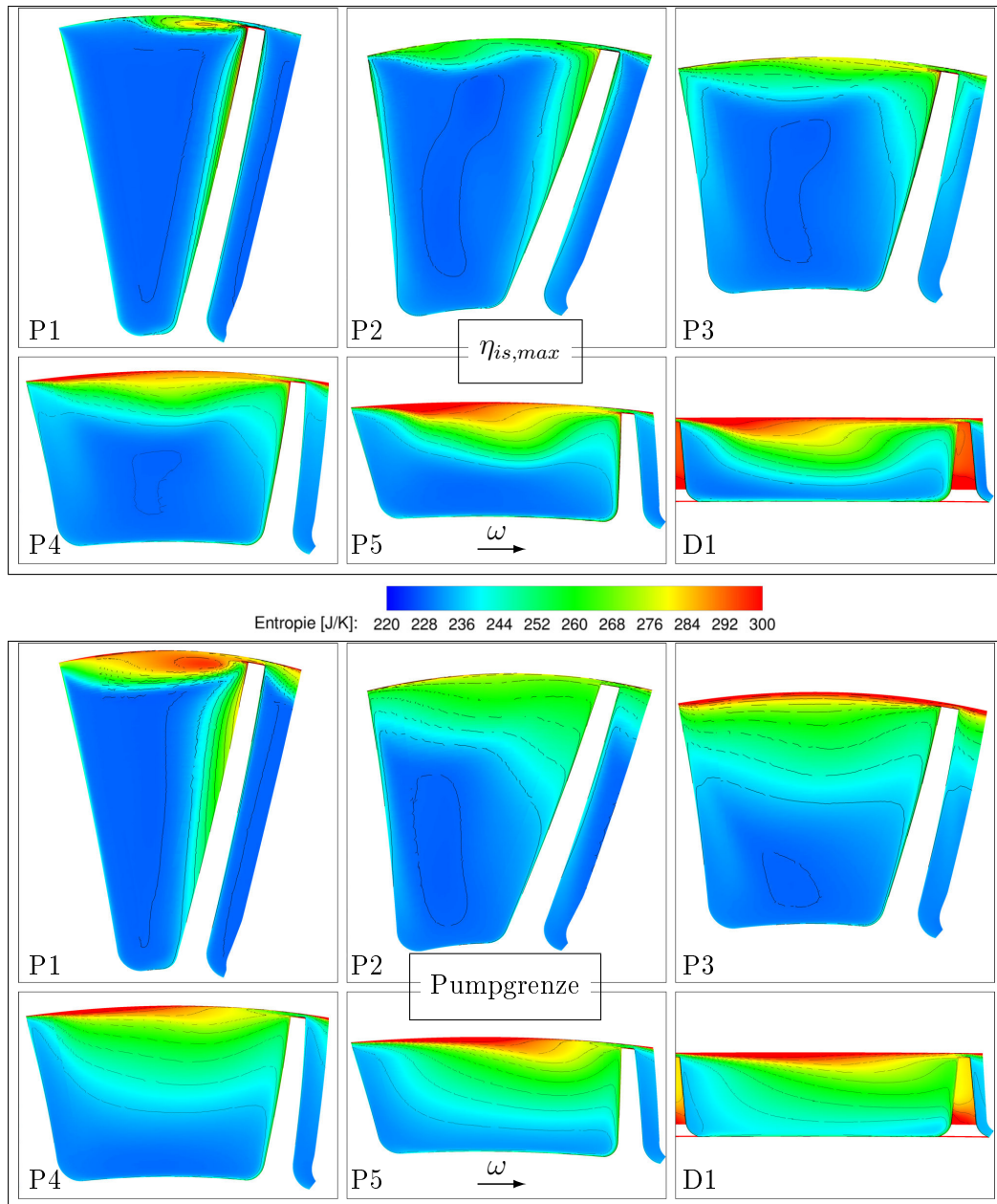


Abbildung 4.12: Entropieverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1 für den Betriebspunkt mit $\eta_{is,max}$ oben und den Betriebspunkt an der Pumpgrenze unten

An den Entropieverteilungen ist ebenfalls zu sehen, dass die räumliche Erstreckung des Wirbels an der Pumpgrenze deutlich größer ist. Die Entropieentwicklung an dieser Stelle ist ebenfalls deutlich größer, was darauf hindeutet, dass auch die Wirbelstärke des Spaltwirbels an der Pumpgrenze größer ist. Zwischen den Ebenen P1 und P2 vergleichmäßigen sich die Bereiche hoher Entropie durch Turbulenzen und Vermischung der Strömung, so dass auf den Ebenen P2 die Entropie im Gehäusebereich weitläufiger verteilt ist und die

Maximalwerte geringer sind. Auf der Ebene P3 bildet sich die Grenzschicht im Gehäusebereich an der Pumpgrenze stärker aus als im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades. Im weiteren Verlauf des Kanals vergleichmäßigt sich die Entropieverteilung weiter, da unter anderem verlustbehaftete Strömung vom Gehäuse zur Nabe fließt und dem entsprechend die Entropiewerte im mittleren und unteren Bereich des Kanals ansteigen. Auf den Ebenen P5 und D1 ist der Zusammenhang zwischen den Wake-Gebieten, welche in Abbildung 4.11 gezeigt wurden, und den Strömungsverlusten zu erkennen. Die Bereiche der größten Entropie liegen im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrades eher auf der Druckseite und in der Mitte des Kanals, was auch die Bereiche des Wake-Gebietes bzw. der geringeren Geschwindigkeiten sind. An der Pumpgrenze liegen die Bereiche der größten Entropie in der Mitte des Kanals und auf der Saugseite, was auch hier die Wake-Gebiete kennzeichnet. Grundsätzlich ist die Gesamtentropie auf der Ebene D1 an der Pumpgrenze höher, da durch Ausmischungseffekte auch im Nabebereich durchgängig höhere Werte vorliegen. Dies erklärt auch den Wirkungsgradverlust gegenüber des maximalen Wirkungsgrades.

4.3.2 Analyse der Strömung im Sperren

Im folgenden Kapitel wird die Strömung an der Sperrgrenze des Verdichters beschrieben, wofür wieder der Betriebspunkt mit der Drehzahl $n_{red} = 46110$ betrachtet wird. In Abbildung 4.13 ist die Schaufelumströmung anhand der isentropen Machzahl und dem statischen Druck bei 90 % Kanalhöhe dargestellt.

Die isentrope Machzahl ist an der Sperrgrenze grundsätzlich deutlich höher als am Auslegungspunkt, da der Massenstrom und damit die Geschwindigkeit größer ist. Der Druck wiederum ist über die gesamte Schaufellänge deutlich geringer, da hier ein Betriebspunkt im unteren Bereich der Sperrgrenze betrachtet wird und somit das Druckverhältnis sehr gering ist. Sowohl in der Machzahl- als auch der Druckverteilung ist auffällig, dass die Kurven sich bei einer relativen Schaufellänge von ca. 20 % schneiden und somit die Druck- und Saugseite im vorderen Bereich der Schaufel vertauscht sind. Dies resultiert aus einer Fehlanströmung der Schaufel, bedingt durch den größeren Massenstrom bei gleicher Drehzahl. Durch die Anströmung der Schaufel auf der Saugseite liegt auch der Staupunkt der Strömung auf der Saugseite und nicht wie im Auslegungspunkt und an der Pumpgrenze auf der Druckseite. Dies führt an der Schaufelvorderkante auf der Saugseite zu einem kurzzeitigen Abfall der isentropen Machzahl und zu einem starken Anstieg des statischen Drucks.

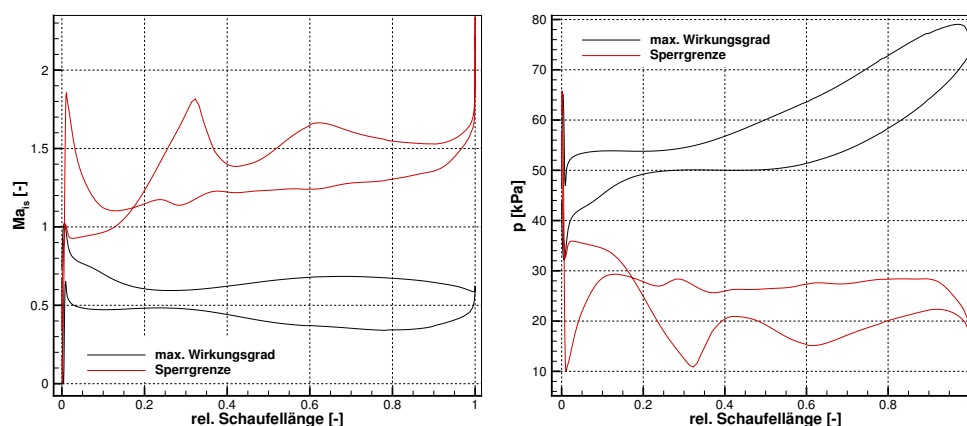


Abbildung 4.13: Isentrope Machzahlverteilung und Druckverteilung bei 90% Kanalhöhe

Auf der Druckseite wiederum zeigt sich durch die Beschleunigung der Strömung ein schlagartiger Anstieg der isentropen Machzahl und ein Abfall des statischen Drucks. Ab einer relativen Schauffellänge von 20 % verhält sich die Strömung wieder wie im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads, sodass der Druck auf der Druckseite wieder höher und die isentrope Machzahl geringer ist. Die Strömung an der Sperrgrenze ist durchgehend transsonisch und bei einer relativen Schauffellänge von 1 und 30 % ist anhand des sprunghaften Anstiegs der isentropen Machzahl auf der Druck- bzw. Saugseite ein deutlicher Sperrstoß im Schaufelkanal festzustellen. Dieser Sperrstoß ist dafür verantwortlich, dass der Massendurchsatz durch den Verdichter nicht weiter erhöht werden kann. Auch in der Druckverteilung ist der Sperrstoß anhand eines deutlichen Abfalls und anschließenden Anstiegs des Drucks zu erkennen.

Die Machzahlverteilung in einer relativen Kanalhöhe von 90 % ist in Abbildung 4.14 für die gesamte Schauffelpassage gezeigt. Auch hier ist deutlich der Sperrstoß zu sehen, welcher auf der Druckseite an der Schauffelvorderkante beginnt und auf der Saugseite bei einer relativen Schauffellänge von ca. 30 % liegt. Charakteristisch für den Stoß ist die Beschleunigung der Strömung, bis im Bereich des Stoßes die maximale Machzahl erreicht wird und nach dem Stoß eine deutliche Verzögerung der Strömung mit kleineren Machzahlen. Direkt nach dem Stoß ist auf der Saugseite der Schaufel eine Vergrößerung der Grenzschicht sichtbar, welche sich durch einen Bereich geringer Machzahlen äußert und aus der starken Verzögerung der Strömung über dem Stoß resultiert.

An der Schauffelvorderkante ist auch hier der Staupunkt der Strömung auf der Saugseite der Schaufel sichtbar und die, in Relation zur Druckseite, geringen Geschwindigkeiten auf den ersten 20 % der Schauffellänge.

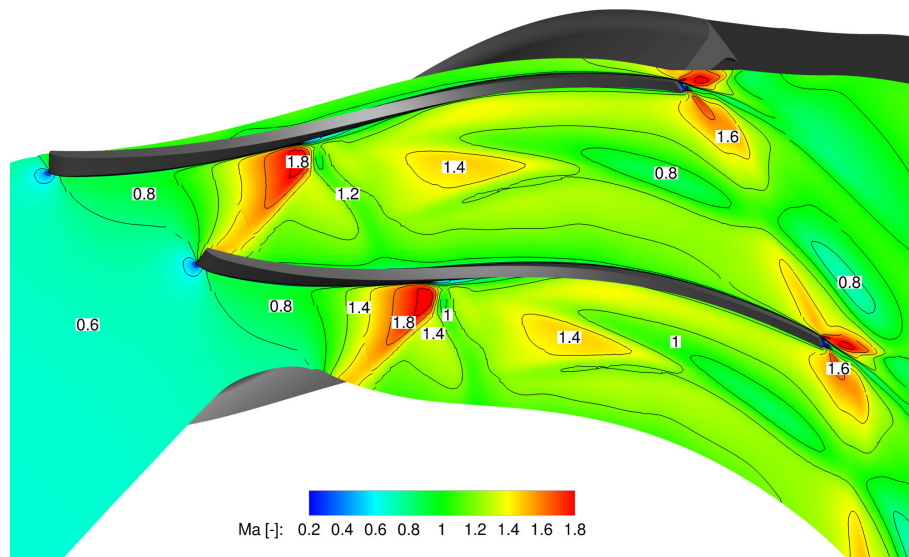


Abbildung 4.14: Machzahlverteilung auf der S1-Ebene bei 90 % Kanalhöhe; $n_{red} = 46110$, Sperrgrenze

Auf Höhe der Schaufelhinterkante bildet sich in der Mitte des Kanals ein Wake-Gebiet mit geringen Geschwindigkeiten aus, wohin gegen die Geschwindigkeiten in Nähe der Schaufeloberflächen wieder deutlich größer sind und somit Jet-Gebiete ausbilden.

Die Druckverteilung auf der S1-Ebene in 90 % Kanalhöhe ist zusammen mit Stromlinien im Bereich der Schaufelvorderkante in Abbildung 4.15 dargestellt. Anhand des Druckverlaufs um die Schaufelvorderkante herum und der Stromlinien erkennt man sehr gut die massive Fehlanströmung der Schaufel. Durch die saugseitige Anströmung befindet sich der Staupunkt der Strömung auf der Saugseite, was sich durch ein Gebiet hohen Drucks äußert. Auf der Druckseite sinkt der Druck deutlich ab, da hier die Strömung beschleunigt wird. Wie bereits in Abbildung 4.13 zu sehen ist, sind die Druckverhältnisse im vorderen Bereich der Schaufel im Vergleich zu den anderen Betriebspunkten vertauscht. Von der Saug- zur Druckseite besteht ein großer Druckgradient, welcher sogar dafür sorgt, dass Fluid entgegen der Drehrichtung der Schaufeln durch den Spalt fließt. Auf der Druckseite nimmt der Druck nach dem Sperrstoß wieder zu, da die Strömung durch den Verdichtungsstoß verzögert wird. Auf der Saugseite findet vor dem Verdichtungsstoß eine kontinuierliche Druckabsenkung statt, da die Strömung hier zunächst beschleunigt wird. Dies führt dazu, dass der Druckgradient über dem Radialspalt nach ca. 20% der Schaufellänge wieder von der Druck- zur Saugseite zeigt und somit das Fluid wieder von der Druck- zur Saugseite durch den Spalt fließt, wie es auch in den anderen Betriebspunkten der Fall ist.

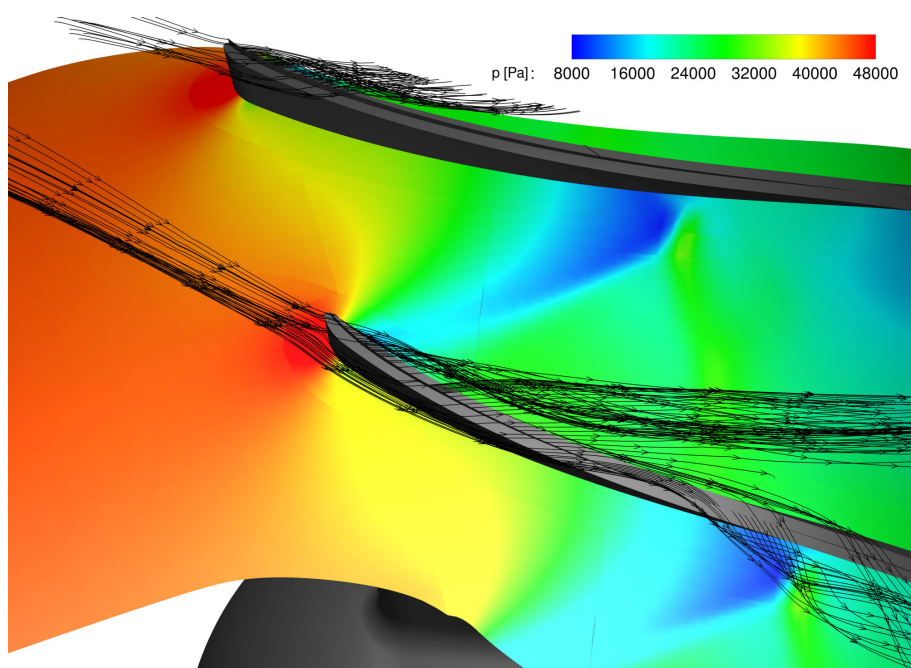


Abbildung 4.15: Druckverteilung auf der S1-Ebene bei 90 % Kanalhöhe; Darstellung des Spaltwirbels durch Stromlinien

Dadurch entsteht auch hier ein Spaltwirbel, der sich im Kanal ausbreitet und Gebiete geringerer Geschwindigkeiten hervorruft.

Der Einfluss der Fehlanströmung mit den damit verbundenen Spaltströmungen ist in Abbildung 4.16 anhand der Entropieverteilung auf den S3-Ebenen P1-P5 und D1 zu erkennen.

Auf der Ebene P1 erkennt man im oberen Bereich nochmals die Spaltströmung welche von der Saug- zur Druckseite fließt und sichtbar Verluste generiert. Die Verluste, die an der Schaufeloberfläche entstehen befinden sich nun auf der Druckseite der Schaufel und nicht wie z.B. in Abbildung 4.12 auf der Saugseite. Zusätzlich zu den Verlusten, die durch die Fehlanströmung und die somit größere Grenzschicht entstehen werden hier auch durch den Sperrstoß Verluste generiert welche in den anderen Betriebspunkten nicht vorhanden sind. Auf der Ebene P2 werden die Verluste, die durch die Fehlanströmung generiert wurden, durch Vermischung der Strömung weiter in den Kanal transportiert, was zu einer gleichmäßigeren Verteilung führt. Auf der Saugseite ist zu sehen, dass sich eine Spaltströmung von der Druck- zur Saugseite ausbildet, da der Druckgradient über dem Radialspalt nun wieder umgekehrt ist (siehe Abbildung 4.15). Auf der Saugseite der Schaufel werden nun ebenfalls große Verluste generiert, da die Strömungsgeschwindigkeiten größer werden und dadurch die Grenzschicht verlustbehafteter ist.

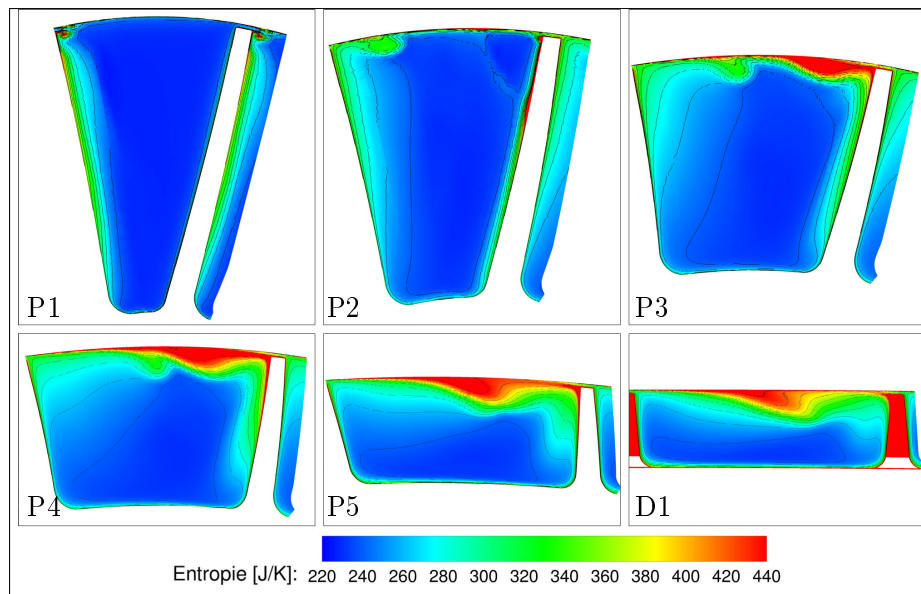


Abbildung 4.16: Entropieverlauf auf den S3-Ebenen P1-D1

Auf Grund der höheren Vorstoßmachzahlen im Gehäusebereich fallen auch die Verluste im oberen Bereich des Kanals größer aus als im Nabenbereich.

Auf der Ebene P3 ist die Spaltströmung bzw. der Spaltwirbel auf der Saugseite nun deutlich stärker ausgebildet und verursacht im Gehäusebereich große Verluste, welche wiederum durch Turbulenzen und Mischungseffekte in Richtung der Kanalmitte transportiert werden. Die verlustbehaftete Strömung, die durch die Spaltströmung in der Ebene P1 entstanden ist, wird ebenfalls weiter in Richtung der Kanalmitte transportiert und vermischt sich ab Ebene P4 zunehmend mit der verlustbehafteten Strömung der Saugseite. Diese Vermischung zeigt sich auch im weiteren Verlauf des Kanals auf den Ebenen P5 und D1 und führt dazu, dass am Ende der Schaufelpassage ein stark verlustbehaftetes Gebiet im oberen, mittleren Bereich des Kanals entsteht. Zusätzlich sind an allen Wänden die Verlustmechanismen durch Grenzschichten erkennbar.

Grundsätzlich sind die Maximalwerte der Entropie an der Sperrgrenze deutlich höher als in den anderen Betriebspunkten, was anhand der Skaleneinteilung in der Legende sichtbar wird, wenn man sie z.B. mit Abbildung 4.12 vergleicht. Die Hauptgründe hierfür sind zum einen die Stoßverluste durch den bereits erwähnten Sperrstoß und zum anderen die generell höheren Geschwindigkeiten und damit verbundenen verlustbehafteteren Grenzschichten.

4.4 Analyse der Strömung in der Spirale

Im folgenden Kapitel soll die Strömung innerhalb der Abströmspirale genauer betrachtet werden. Da im Diffusor eine Mixingplane verwendet wird, sind die Eingangsgrößen am Eintritt der Spirale umfangsgemittelt und Effekte wie Jet-Wake-Gebiete oder Wirbelstrukturen werden numerisch nicht abgebildet. Daraus resultiert, dass die Strömung in der Spirale primär vom Einstromwinkel und dem Massenstrom abhängt. Daher wird wieder der Betriebspunkt der Drehzahl $n_{red} = 46110$ mit maximalem Wirkungsgrad mit dem Betriebspunkt an der Sperrgrenze verglichen, da diese sehr unterschiedliche Einstromwinkel und Massenströme aufweisen.

In Abbildung 4.17 ist jeweils das normierte Totaldruckverhältnis im Kennfeld des Verdichters dargestellt, wie bereits in Abbildung 4.2 gezeigt. Zusätzlich sind nun die gleichen Betriebspunkte des Verdichters nochmal zusammen mit der Abströmspirale eingezeichnet.

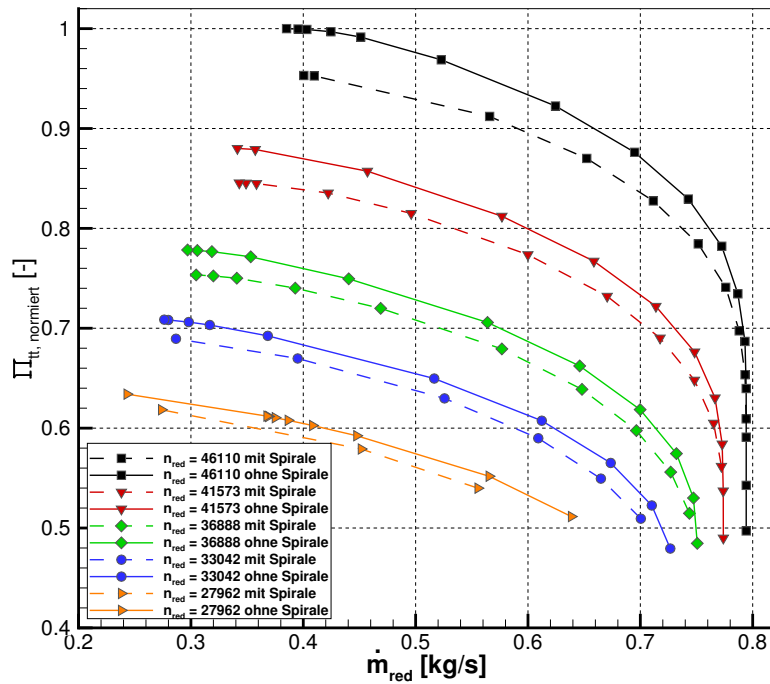


Abbildung 4.17: Kennfeld des Verdichters mit und ohne Spirale; normiertes Totaldruckverhältnis über dem reduzierten Massenstrom

Der Verlauf der Drehzahllinien mit Spiralgewölbe ist grundsätzlich der gleiche wie der Verlauf der Kurven ohne Spiralgewölbe. Der größte Unterschied liegt darin, dass die Kurven mit Spiralgewölbe nach unten verschoben sind und somit insgesamt ein kleineres Totaldruckverhältnis aufweisen.

Dies ist darauf zurückzuführen, dass innerhalb der Spirale durch unterschiedliche Verlustmechanismen ein Totaldruckverlust generiert wird und somit der Totaldruck am Austritt geringer ist. Die Lage der Sperrgrenze ist bei den jeweiligen Drehzahlkurven gleich, unabhängig davon ob mit oder ohne Spiralgehäuse gerechnet wird. Im Bereich der Pumpgrenze ist bei allen Drehzahlen eine Differenz zwischen den Kurven mit und ohne Spiralgehäuse festzustellen. Bei den Rechnungen mit Spiralgehäuse wird die Pumpgrenze etwas früher erreicht als bei den Rechnungen ohne Spiralgehäuse. Es ist zu vermuten dass diese Differenz numerische Gründe hat, da nicht zu erwarten ist dass die Spiralgeometrie einen Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze hat.

Der Totaldruckverlust nach Gleichung 2.24, den die Strömung innerhalb der Spirale erfährt, wird in Abbildung 4.18 genauer betrachtet. Auf den Achsen des Diagramms ist der Einstromwinkel der Spirale über dem reduzierten Massenstrom aufgetragen und der Konturplot im Hintergrund zeigt den Druckverlustbeiwert der Spirale. Die fünf eingezeichneten Kurven repräsentieren die fünf Drehzahllinien, welche auch im Kennfeld dargestellt sind, wobei die Kurve auf der linken Seite die unterste Drehzahl und die Kurve auf der rechten Seite die oberste Drehzahl darstellt. Es ist zu erkennen, dass der Druckverlustbeiwert und somit der Totaldruckverlust am

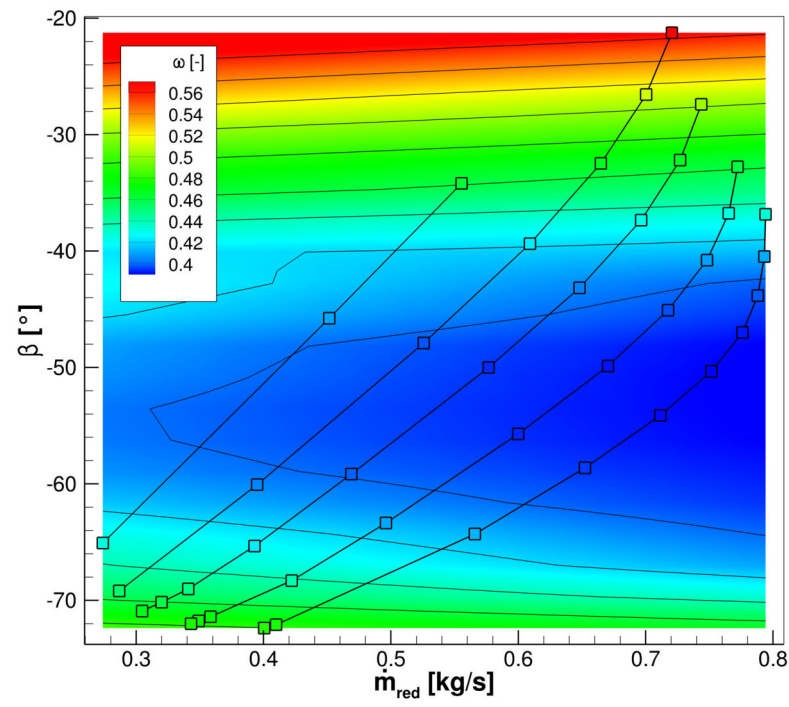


Abbildung 4.18: Zuströmwinkel der Spirale über dem reduzierten Massenstrom; Konturplot des Druckverlustbeiwerts

größten ist, wenn der Einströmwinkel klein ist. Ebenso ist zu erkennen, dass der Druckverlustbeiwert größer wird wenn der Einströmwinkel sehr große Werte annimmt, woraus resultiert, dass es einen Bereich zwischen ca. 48° und 58° gibt in dem der Druckverlustbeiwert am kleinsten ist. Dies ist der Betriebsbereich auf den die Geometrie der Spirale ausgelegt und optimiert ist. Wird ein bestimmter Einströmwinkel betrachtet und nur der Massenstrom variiert, ist festzustellen, dass der Druckverlustbeiwert nahezu unabhängig vom Massenstrom ist und fast ausschließlich vom Einströmwinkel abhängt.

Die grundlegende Struktur der Strömung innerhalb der Spirale ist in Abbildung 4.19 zu erkennen. Es sind Stromlinien dargestellt, die am Austritt der Spirale ankommen und die gesamte Spirale vom Eintritt her durchlaufen. Die Strömung setzt sich generell aus zwei kreisförmigen Bewegungen zusammen, welche sich überlagern und eine komplexe, schraubenähnliche Gesamtströmung erzeugen. Die erste Bewegung besteht aus der kreisförmigen Strömung um die Drehachse des Verdichters und folgt somit der Gesamtgeometrie der Spirale. Die zweite Bewegung entsteht durch das Einströmen des Fluids in die Spirale und die anschließende Umlenkung in den annähernd kreisförmigen Querschnitt der Spirale.

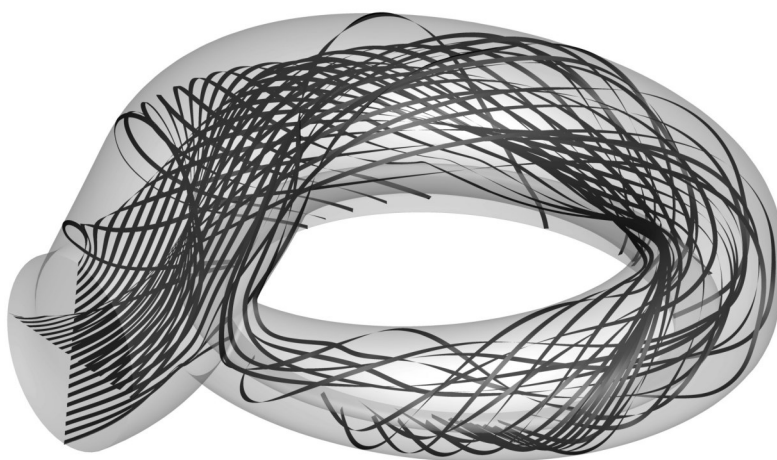


Abbildung 4.19: Stromlinien in der Spirale

In Abbildung 4.20 ist die Verteilung des statischen Drucks am Eintritt in die Spirale für den Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads dargestellt. Die dargestellte Ebene befindet sich auf 50 % der Höhe des Diffusors, wie in der Abbildung oben rechts dargestellt. Grundsätzlich ist zu sehen, dass der statische Druck am Eintritt in die Spirale am niedrigsten ist und ein kontinuierlicher Anstieg mit größer werdendem Radius vorliegt. Dieser

Druckanstieg resultiert aus der Verzögerung der Strömung im Eintrittsbereich der Spirale, bzw. dem Austrittsbereich des Diffusors. Auch im Eintrittsbereich der Spirale nimmt durch den größer werdenden Radius die durchströmte Fläche weiter zu und somit die Geschwindigkeiten ab.

Im Bereich hinter der Zunge liegen die geringsten Drücke vor und stromab ist zu beobachten, wie die Drücke kontinuierlich ansteigen. Der Grund für den geringen Druck im Zungenbereich liegt in den größeren Geschwindigkeiten, welche zum einen daraus resultieren, dass der Querschnitt der Spirale kurz nach der Zunge am kleinsten ist und sich entlang der Spirale kontinuierlich vergrößert. Zum anderen strömt ein Teil des Fluids aus dem hinteren, dickeren Bereich der Spirale ebenfalls nochmal durch den Bereich des geringsten Querschnitts, was den Massenstrom an dieser Stelle erhöht.

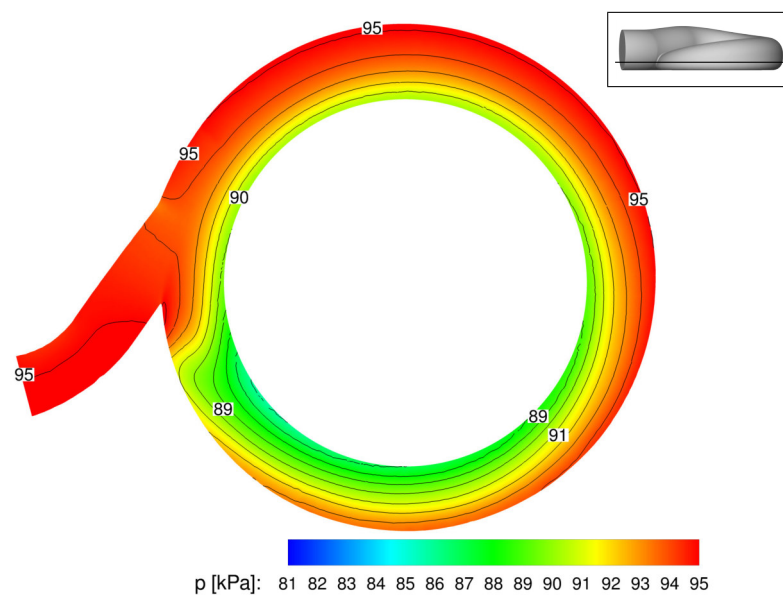


Abbildung 4.20: Statische Druckverteilung in der Eintrittsebene der Spirale

Der Druckverlauf über den gesamten durchströmten Querschnitt der Spirale ist auf verschiedenen Ebenen in Abbildung 4.21 dargestellt. Wie bereits in Abbildung 4.20 ist auch hier zu erkennen, dass der statische Druck im Diffusor bzw. parallelwandigen Eintrittsbereich der Spirale weiter ansteigt. Durch die Umlenkung der Strömung vom Eintrittsbereich in den oberen runden Körper der Spirale und die damit verbundene Zentrifugalkraft, steigt der statische Druck an der äußeren Wand der Spirale an und erreicht im unteren Bereich der äußeren Wand die maximalen Werte, da hier die Umlenkung am größten ist. Durch die Umlenkung der Strömung und die weitergehend kontinuierliche Vergrößerung der Querschnittsfläche wird die Strömung weiter verzögert, was ebenfalls dazu führt, dass die kinetische Energie in statischen Druck umgewandelt wird. An der inneren Wand der

Spirale ist der Druck grundsätzlich geringer als an der äußeren Wand, da die Strömung beim Durchfließen der gesamten Spirale einer Kreisbahn folgt und somit auch hier durch die Zentrifugalkraft nach außen gedrückt wird.

Am Austritt der Spirale, bzw. der größten dargestellten Fläche ist der statische Druck gegenüber der kleinsten Querschnittsfläche deutlich angestiegen. Die gesamte Spirale funktioniert also ebenfalls als Diffusor und trägt zusätzlich zur Umwandlung der kinetischen Energie der Strömung in statischen Druck bei. Die Querschnittserweiterung entlang der Spirale ist dem zufolge so groß, dass die Strömung weiter verzögert wird, obwohl kontinuierlich an jeder Stelle des Eintritts zusätzliches Fluid in die Spirale eintritt.

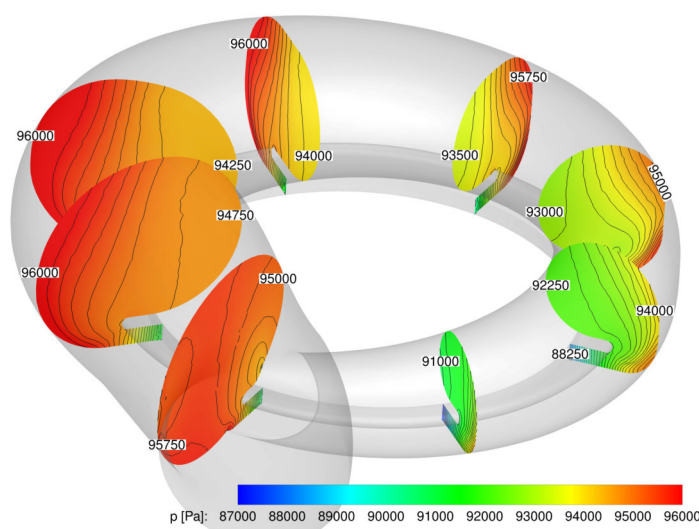


Abbildung 4.21: Statische Druckverteilung in der gesamten Spirale

In den Abbildungen 4.22 bis 4.25 wird die Strömung in verschiedenen Querschnitten der Spirale betrachtet, wobei das Hauptaugenmerk auf der Entstehung von Wirbelsystemen liegt.

In Abbildung 4.22 ist eine Ebene gezeigt, welche im Bereich des kleinsten Querschnitts der Spirale liegt. Auf der linken Seite ist der Betriebspunkt mit maximalem Wirkungsgrad, d.h. kleinem Massenstrom und großem Zuströmwinkel, und auf der rechten Seite ein Betriebspunkt an der Sperrgrenze, d.h. großem Massenstrom und kleinem Zuströmwinkel, abgebildet. Anhand der Machzahlverteilung ist zu erkennen, dass im Eintrittsbereich die größten Geschwindigkeiten vorliegen und die Strömung im Anschluss durch die Umlenkung und die Vergrößerung des durchströmten Querschnitts verzögert wird. An der Sperrgrenze bildet sich auf der Innenseite (IS) der Spirale ein Totwassergebiet mit sehr geringen Geschwindigkeiten aus. Im Bereich dieses Totwassergebiets bildet sich ein Wirbel aus, welcher, abgesehen vom Eintrittsbereich, den gesamten Querschnitt der Spirale einnimmt.

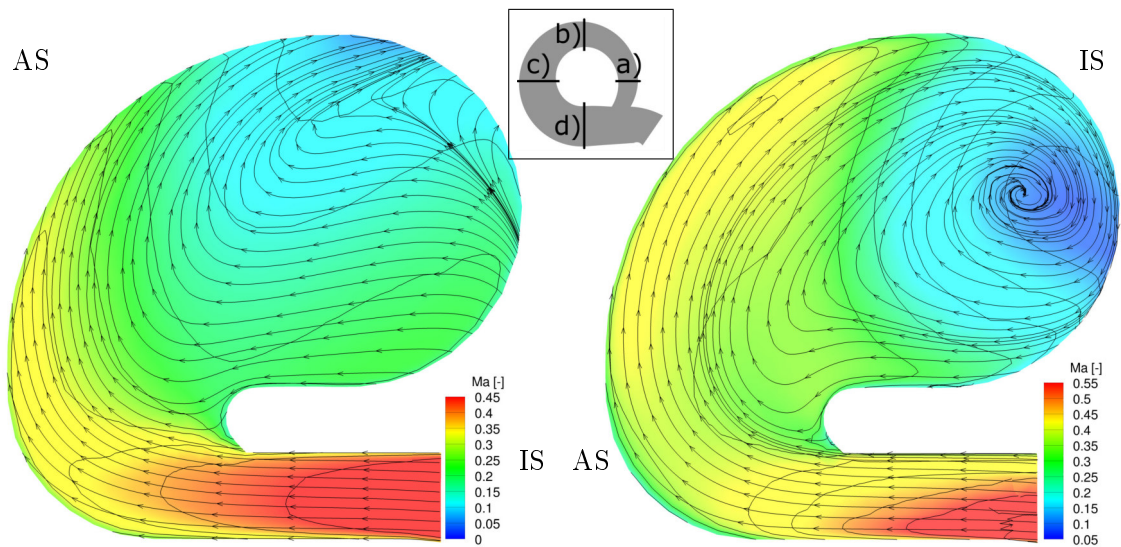


Abbildung 4.22: Wirbelstruktur im Querschnitt a) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze

Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads liegt das Gebiet der niedrigsten Geschwindigkeiten eher im oberen, mittleren Bereich des Querschnitts und nimmt einen größeren Teil der Querschnittsfläche ein. In diesem Betriebspunkt bildet sich kein vollständiger Wirbel aus, allerdings liegt ebenfalls eine kreisförmige Strömung vor, welche auf die Bildung eines Wirbels hinweist.

In Abbildung 4.23 ist die Querschnittsebene b) dargestellt, welche im Vergleich zur Ebene a) 90° um die Drehachse des Verdichters versetzt ist.

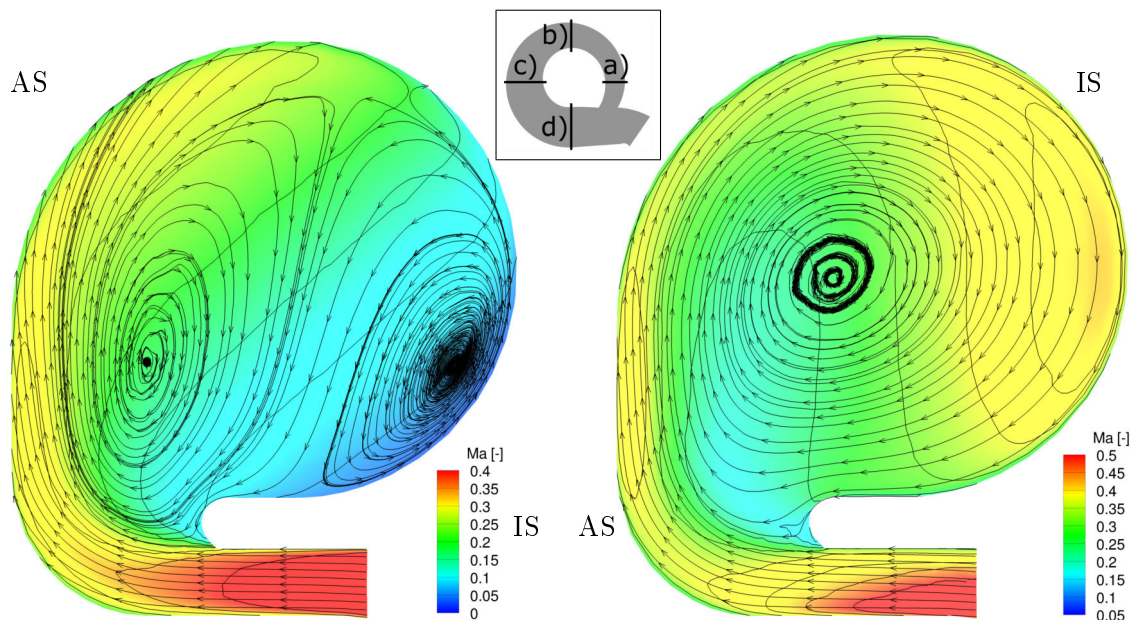


Abbildung 4.23: Wirbelstruktur im Querschnitt b) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze

Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads hat sich das Totwassergebiet in den unteren Teil der Innenseite verschoben und es haben sich zwei gegenläufige Wirbel in der Spirale ausgebildet. Ein Wirbel befindet sich auf der Innenseite und hat sein Wirbelzentrum im Totwassergebiet, der andere Wirbel bildet sich kurz nach dem Eintrittsbereich aus und ist vor allem durch die schnelle Strömung an der Außenseite (AS) beeinflusst.

An der Sperrgrenze hat sich die Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls geändert, sodass auf der Innenseite nun deutlich höhere Geschwindigkeiten vorliegen und das Gebiet mit den geringsten Geschwindigkeiten nun einerseits abgeschwächt ist und eher im Bereich des Eintritts liegt. Der Wirbel, der sich auf der vorherigen Ebene ausgebildet hat ist in die Mitte des Querschnitts verschoben und füllt diesen vollständig aus.

Die nächste Querschnittebene, die betrachtet wird, ist wiederum um 90° um die Drehachse versetzt und in Abbildung 4.24 dargestellt. Die Geschwindigkeitsverteilungen sind grundsätzlich die gleichen wie in den vorherigen Ebenen, d.h. im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads befinden sich auf der Innenseite sehr geringe Geschwindigkeiten wohin gegen hier an der Sperrgrenze hohe Geschwindigkeiten auftreten. An der Sperrgrenze hat sich der Wirbel nicht grundsätzlich geändert und erstreckt sich, ausgehend von der Querschnittsmitte, über die gesamte Fläche. Im maximalen Wirkungsgrad hat sich der Wirbel, welcher auf der Innenseite im Totwassergebiet lag, fast vollständig aufgelöst, sodass durch kreisförmige Stromlinien nur noch eine Tendenz zu erkennen ist. Der andere Wirbel ist leicht nach unten verschoben, ist aber in seiner grundsätzlichen Struktur fast unverändert.

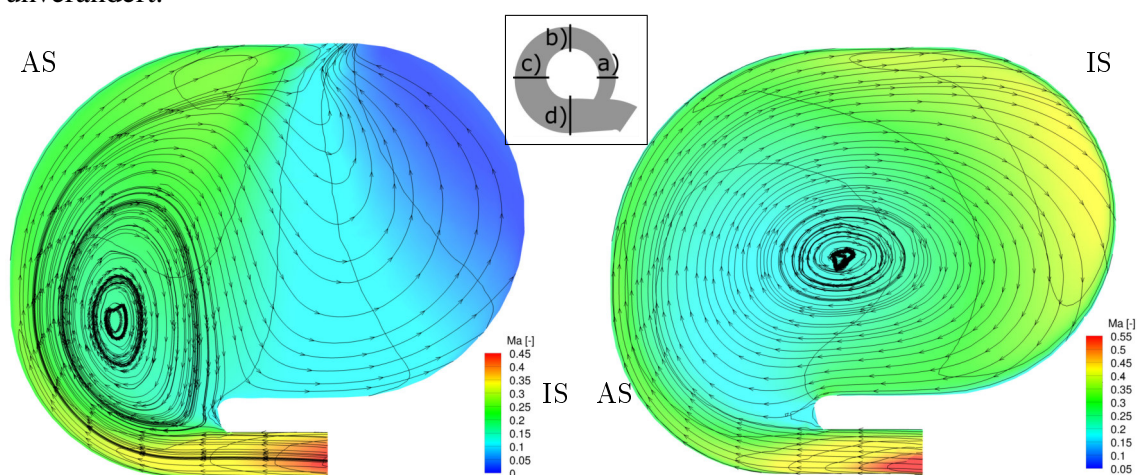


Abbildung 4.24: Wirbelstruktur im Querschnitt c) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze

Die letzte Ebene befindet sich im breitesten Teil der Spirale und ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Auch hier hat sich an der grundsätzlichen Geschwindigkeitsverteilung in den

beiden Betriebspunkten nichts verändert. An der Sperrgrenze ist wieder der selbe Wirbel zu sehen, der sich über der Lauflänge durch die Spirale auf den vorherigen Ebenen ausgebildet hat. Im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads hat sich der Wirbel auf der Außenseite der Spirale im Vergleich zur vorherigen Ebene ebenfalls nicht verändert, allerdings weist die Strömung auf der Innenseite nun eine etwas andere Struktur auf. Ähnlich wie auf der vorherigen Ebene wird die langsame Strömung im mittleren Teil des Querschnitts durch den Wirbel nach unten befördert und strömt anschließend wieder nach oben. Auf etwas mehr als der halben Höhe laufen die Stromlinien allerdings auf der Innenseite zusammen und es deutet sich die Bildung eines weiteren kleinen Wirbels an.

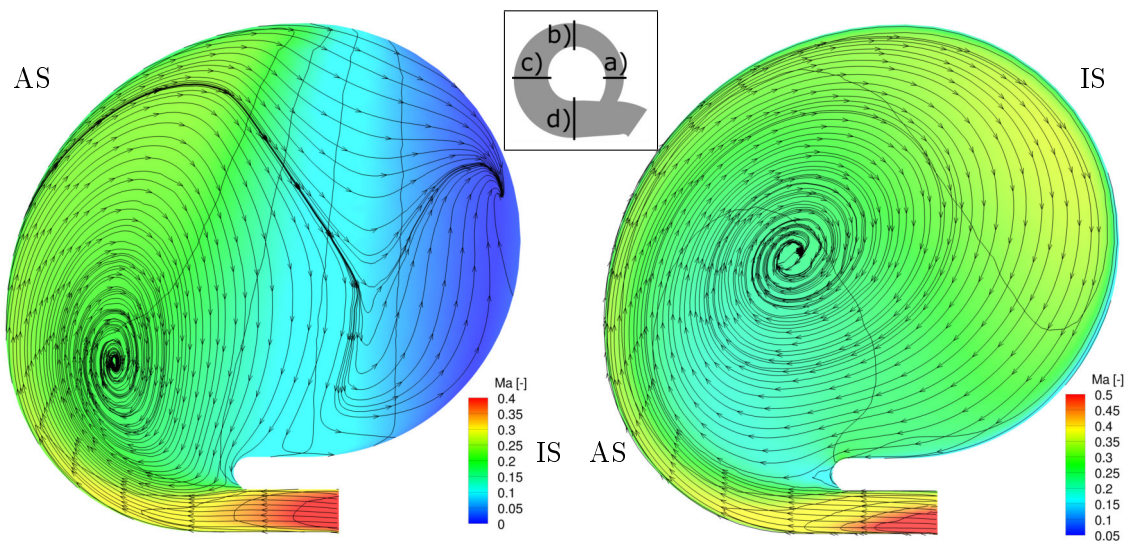


Abbildung 4.25: Wirbelstruktur im Querschnitt d) der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze

Grundsätzlich ist festzuhalten, dass sich vor allem der Einströmwinkel maßgeblich auf die Struktur der Strömung innerhalb des Spiralkörpers auswirkt. Ein kleiner Einströmwinkel bedeutet, dass die Strömung eher radial in die Spirale eintritt und durch den größtenteils radialen Impuls an der Innenwand der Spirale entlang den gesamten Querschnitt durchströmt. Dies führt zur Ausbildung des Wirbels, der sich über die gesamte Querschnittsfläche erstreckt. Wenn die Strömung mit einem deutlich größeren Einströmwinkel in die Spirale eintritt, bedeutet dies, dass die Strömung eher tangential zur Spirale strömt und auch die Impulskraft eher in tangentialer Richtung zeigt. Dies führt dazu, dass ein Großteil der Strömung gar nicht in den inneren Teil der Spirale eintritt, sondern direkt tangential der Hauptströmung der Spirale folgt. In Bezug auf Abbildung 4.18 führt ein kleinerer Zuströmwinkel also auch dazu, dass die Strömung eine größere Strecke innerhalb der Spirale zurücklegt, da sie öfters den gesamten Querschnitt durchströmt und an den Wänden ins-

gesamt mehr Verluste generiert werden.

Der Massenstrom wirkt sich indirekt auf die Struktur der Strömung aus, da ein größerer Massenstrom aufgrund der Massenträgheit auch zu einem kleineren Einstromwinkel führt. Zusätzlich werden die Eintrittsgeschwindigkeiten und auch die mittleren Geschwindigkeiten in einem Querschnitt maßgeblich durch den Massenstrom beeinflusst.

Die Strömung bzw. Strömungstrennung im Bereich der Spiralzunge wird in Abbildung 4.26 genauer betrachtet. Hier ist die Machzahlverteilung zusammen mit Stromlinien für den Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads (links) und den Betriebspunkt an der Sperrgrenze (rechts) dargestellt.

Grundsätzlich ist zu erkennen, dass Teile der Strömung aus dem breiten Teil der Spirale nicht direkt durch den Austritt die Spirale verlassen, sondern wieder in den schmalen Teil fließen und somit die Spirale ein weiteres Mal durchströmen. Das hauptsächliche Kriterium dafür, ob das Fluid aus der Spirale austritt oder nochmals in den schmalen Teil eintritt ist das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit zum Druckgradienten, der zwischen dem breiten Teil und dem schmalen Teil herrscht. Bereits in Abbildung 4.20 wurde gezeigt, dass der statische Druck im schmalen Teil der Spirale kurz hinter der Zunge am geringsten ist und somit ein Druckgradient vom breiten Teil der Spirale bzw. dem Austritt zum schmalen Teil vorliegt.

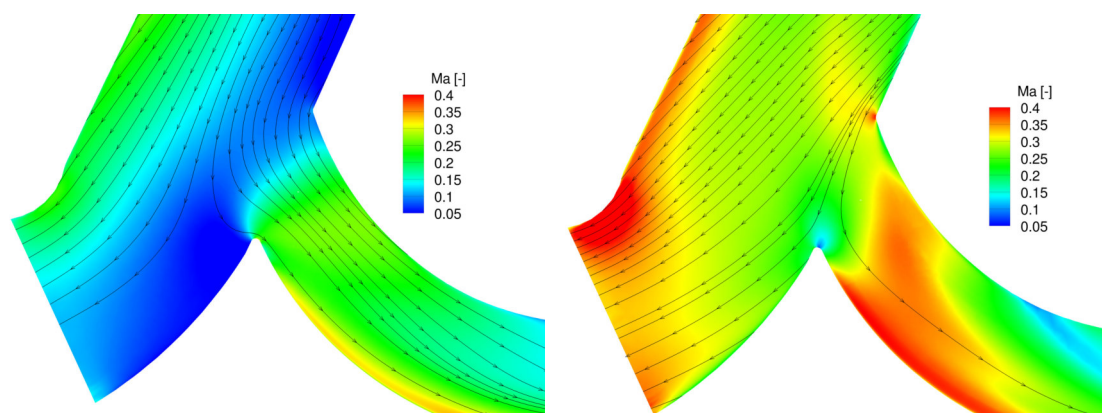


Abbildung 4.26: Strömung im Bereich der Zunge der Spirale; links maximaler Wirkungsgrad, rechts Sperrgrenze

In Abbildung 4.26 erkennt man, dass im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads ein größerer Anteil der Strömung wieder in den schmalen Bereich der Spirale abgelenkt wird, da die Strömungsgeschwindigkeiten bzw. die Massenträgheit geringer sind als an der Sperrgrenze und somit der Druckgradient die Strömung mehr beeinflusst. An der Sperrgrenze wird ebenfalls noch ein kleiner Anteil der Strömung durch den Druckgradienten abgelenkt, aufgrund der höheren Massenträgheit allerdings deutlich weniger. Ein

weiterer Einflussfaktor für die Umlenkung der Strömung ist der Zuströmwinkel am Eintritt der Spirale. In der Abbildung ist gut zu erkennen, dass die Strömung an der Sperrgrenze, bedingt durch die mehr radiale Zuströmung, eher an der Zunge vorbei fließt und somit die benötigte Umlenkung um in den schmalen Bereich einzuströmen größer ist als im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads. Im Bezug auf Abbildung 4.18 wird hier deutlich warum auch bei zu großen Einströmwinkeln der Druckverlust über der Spirale ansteigt. Da bei großen Einströmwinkeln ein größerer Teil der Strömung die Spirale ein zweites Mal durchströmt, wird der Druckverlust auf Grund von Reibungseffekten größer. Außerdem wird an Abbildung 4.26 deutlich, dass die Spirale für bestimmte Einströmwinkel optimiert ist, da nur in bestimmten Bereichen eine optimale Anströmung der Zunge gewährleistet ist.

Die Strömung wird in beiden Betriebspunkten deutlich beschleunigt, wenn sie in den schmalen Bereich der Spirale eintritt, was zu erhöhten Machzahlen im Bereich hinter der Zunge führt. Durch die Umlenkung eines großen Teils der Strömung im Betriebspunkt des maximalen Wirkungsgrads ergibt sich nach der Zunge im Bereich des Spiralaustritts ein Gebiet mit sehr geringen Geschwindigkeiten auf der (in der Abbildung) unteren Seite des Austritts.

4.5 Detailbetrachtung der numerischen Randbedingungen

Im Rahmen dieses Kapitels soll erläutert werden, welche Erkenntnisse bezüglich der numerischen Konfiguration der Simulationen erzielt wurden. Während der Simulationen des Verdichters zusammen mit dem Spiralgehäuse wurden Diskussionen über das numerische Setup der Simulationen mit Mitarbeitern der Numerikabteilung bzw. Entwicklern des Strömungslösers TRACE geführt. Dabei stellte sich heraus, dass die verwendete Konfiguration bzw. die verwendeten Randbedingungen aus numerischer Sicht nicht exakt sind. Diese Tatsache soll nachfolgend kurz erläutert werden.

In Abbildung 4.27 ist die Ausgangskonfiguration dargestellt, mit der die Simulationen durchgeführt wurden.

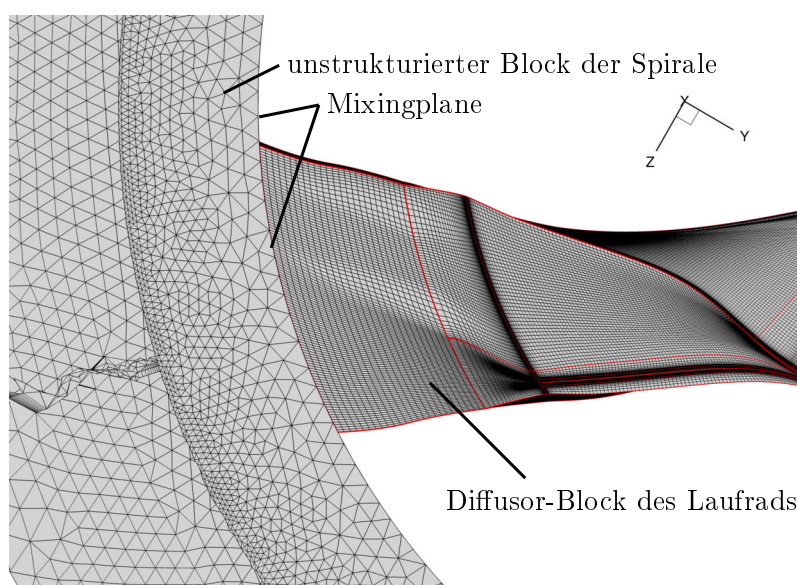


Abbildung 4.27: Darstellung der ursprünglichen Konfiguration der Mixingplane

Im strukturierten Netz des Verdichters ist der letzte Block entfernt worden (vergleiche Abbildung 3.9), sodass sich auch bei den Simulationen mit Spirale die Mixingplane an der gleichen Stelle befindet wie bei den Rechnungen des Verdichterlaufrades. In dieser Konfiguration bildet die Mixingplane also nicht nur den formalen Übergang zwischen Absolut- und Relativsystem, sondern auch den Übergang zwischen dem strukturierten Netz und dem unstrukturierten Netz.

Um das numerische Verhalten der Mixingplane und die Qualität der gemittelten Werte zu beurteilen, sind in Abbildung 4.28 beispielhaft die radialen Verteilungen des statischen Drucks abgebildet. Jede Kurve im Diagramm stellt jeweils die Werte auf einem der beiden Interfaces dar, welche über die Mixingplane verbunden sind. Die Kurve „Austritt Rotor“

stellt die strukturierte Seite der Mixingplane dar und die Kurve „Eintritt Diffusor“ die unstrukturierte Seite. Zunächst ist zu erkennen, dass die Anzahl der Stützpunkte auf der strukturierten Seite deutlich höher ist als auf der unstrukturierten Seite. Dies liegt daran, dass TRACE intern mit sogenannten radialen Bändern rechnet, d.h. das Interface wird in radialer Richtung in verschiedenen Abschnitte eingeteilt, welche sich im strukturierten Netz an der Anzahl der Netzknoten in k-Richtung orientiert. Daraus ergeben sich analog zur Auflösung des Netzes in k-Richtung (siehe Kapitel 3.1.3) 120 Stützpunkte. Bei einem unstrukturierten Netz ist TRACE nicht in der Lage anhand des Netzes das Interface in radiale Bänder einzuteilen und legt in diesem Fall eine einfache Verteilung von 20 radialen Stützpunkten über das Interface.

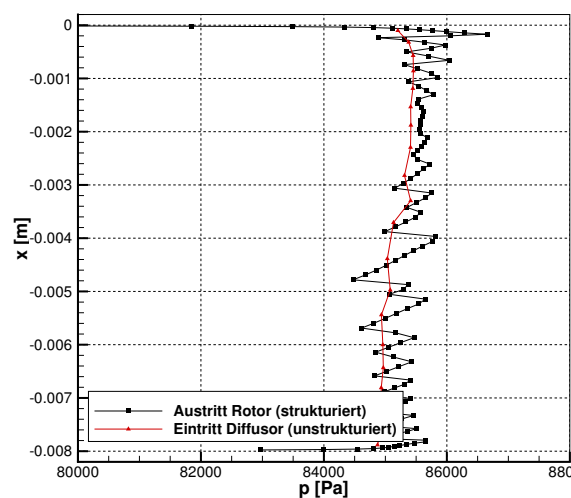


Abbildung 4.28: Darstellung der radialen Verläufe des Drucks vor und hinter der Mixingplane in der ursprünglichen Konfiguration

Durch diese große Diskrepanz in der Anzahl der Stützpunkte entsteht auf der Seite des strukturierten Netzes eine sehr ungleichmäßige Druckverteilung, welche um den Wert auf der unstrukturierten Seite schwingt und im Extremfall um bis zu 2000 Pa von diesem Wert abweicht.

Um das Verhalten der Mixingplane und die Mittelung zu verbessern muss die Konfiguration der Rechnungen angepasst werden. Nach Empfehlung von Mitarbeitern der Numerikabteilung ist die beste Lösung das Netz dahin gehend anzupassen, dass die Mixingplane nicht mehr zwischen dem strukturierten und unstrukturierten Netz, sondern zwischen zwei strukturierten Blöcken liegt. Um dies zu realisieren, wird der letzte strukturierte Block gekürzt und dafür in das nun fehlende Stück ein neuer Übergangsbereich eingesetzt, welcher nicht mehr nur über eine Passage reicht, sondern 360° abbildet. Zwischen diesem Block und dem gekürzten Exit-Block der Laufradpassage wird nun Mixingplane verwen-

det, sodass sich die Konfiguration aus Abbildung 4.29 ergibt.

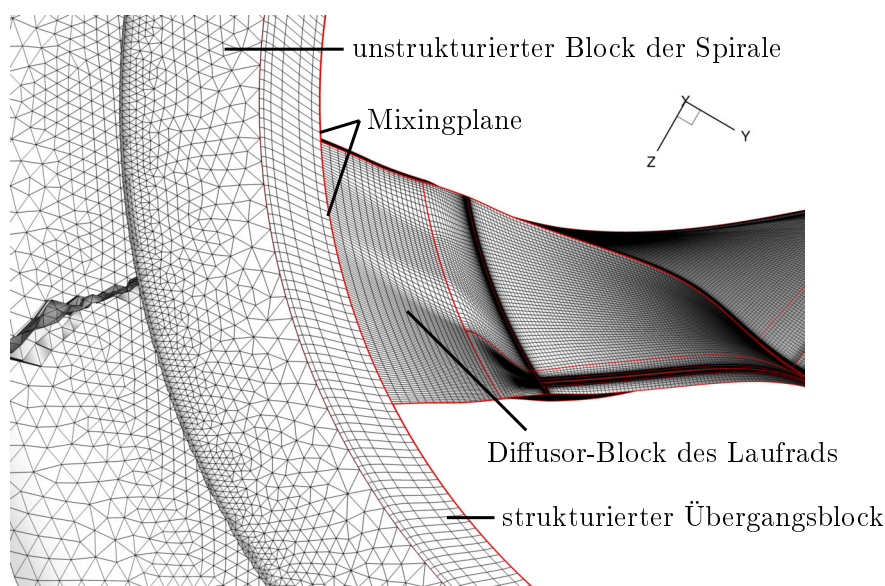


Abbildung 4.29: Darstellung der Mixingplane-Konfiguration mit reduzierter Auflösung des Übergangsblocks

Die Auflösung des neuen Übergangsblocks ist, vor allem in k -Richtung, halb so groß gewählt wie im Diffusorblock des Laufrades. Dies hat den Hintergrund, dass auch hier das Blocksplitting (siehe Kapitel 3.2.1) möglichst effizient angepasst werden muss, wobei jedoch keine Interfaces bzw. Mixingplanes in mehrere Teile aufgeteilt werden dürfen. Da der Übergangsblock in i -Richtung hier nur 7 Punkte besitzt, besteht auch hier keine Möglichkeit den Block mehrmals zu teilen weshalb dieser in einem Stück berechnet wird aber dafür die Auflösung entsprechend heruntergesetzt wird. Mit dieser Konfiguration ergeben sich die radialen Verteilungen an der Mixingplane wie in Abbildung 4.30 dargestellt.

Der Verlauf des Drucks auf der Seite des Rotors ist im Vergleich zu Abbildung 4.28 deutlich gleichmäßiger und die Abweichung von den Werten auf der Seite des Übergangsblocks beträgt im Extremfall nur noch ca. 500 Pa. Ebenfalls ist nun die Anzahl der Stützstellen auf der Seite des Übergangsblocks deutlich größer, da die radialen Bänder anhand des strukturierten Netzes gebildet werden. Auch wenn dies bereits eine deutlich Verbesserung gegenüber der Ausgangskonfiguration darstellt, sind immer noch deutliche Schwingungen der Werte auf Seiten des Rotors und Abweichungen zwischen den Werten vor und hinter der Mixingplane vorhanden. Dies liegt daran, dass die Mixingplane aus numerischer Sicht nicht dafür ausgelegt ist, zwischen stark unterschiedlichen Auflösungen zu interpolieren und die Halbierung der Auflösung in k -Richtung für den Übergangsblock noch eine zu große Differenz darstellt.

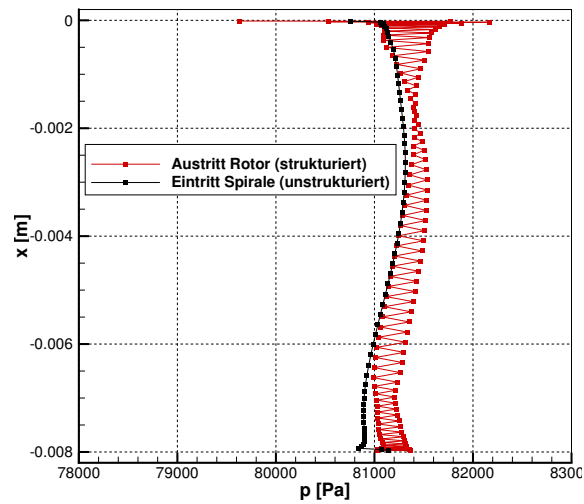


Abbildung 4.30: Darstellung der radialen Verläufe des Drucks vor und hinter der Mixingplane bei reduzierter Auflösung des Übergangsblocks

In Abbildung 4.31 sind nochmals die radialen Verteilungen vor und hinter der Mixingplane abgebildet, ebenfalls mit der Konfiguration eines Übergangsblocks. Die Auflösung des Übergangsblocks ist in diesem Fall allerdings die selbe wie im Diffusorblock des Lauf- rades. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Verläufe vor und hinter der Mixingplane nun annähernd gleich sind.

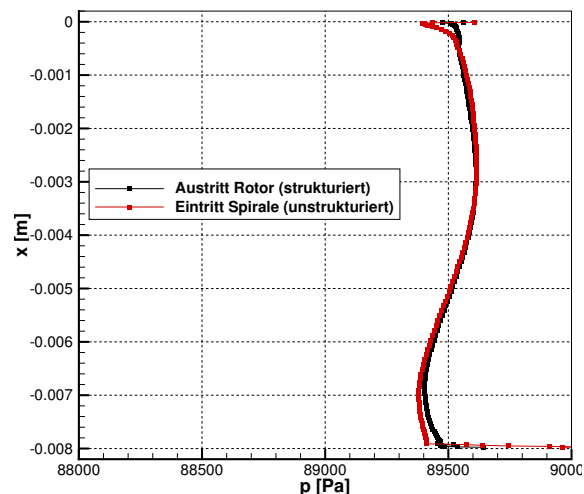


Abbildung 4.31: Darstellung der radialen Verläufe des Drucks mit hoch aufgelöstem Übergangsblock

An dieser Stelle ist anzumerken, dass diese radialen Verteilungen aus einer Simulation entnommen sind, die noch nicht vollständig konvergiert ist. Da es an dieser Stelle allerdings nicht um spezielle Ergebnisse der Simulation geht sondern um das grundsätzliche

Verhalten der Mixingplane, wird dieses Ergebnis trotzdem als Vergleich herangezogen. Der große Nachteil an dieser Konfiguration ist, dass die Rechnung deutlich mehr Zeit benötigt als die anderen Konfigurationen, da der Übergangsblock bezogen auf die Anzahl der Netzknoten sehr groß ist und nicht weiter unterteilt werden kann ohne dass die Mixingplane selber geteilt würde.

In zukünftigen Simulationen, die eine ähnliche Konfiguration mit Verdichterlaufrad und Spiralgehäuse besitzen, ist zu empfehlen, dass z.B. das Netz des Laufrads von vorne herein so ausgelegt wird, dass der Übergangsblock sinnvoll aufgeteilt werden kann. Z.B. könnte man die Mixingplane weiter stromauf verschieben, sodass der Übergangsblock genügend Punkte in i-Richtung besitzt um diesen mehrmals zu teilen. Des Weiteren könnte man den Diffusorblock des Laufrads von vorne herein in k-Richtung weniger hoch auflösen, um die Differenzen in der Auflösung zum Übergangsblock kleiner zu halten.

Ein weiterer Diskussionspunkt in Gesprächen mit Mitarbeitern der Numerikabteilung war die Randbedingung, die am Outlet des Spiralgehäuses verwendet wird. In der ursprünglichen Konfiguration wurde die Einstellung *2D steady* als Art der Randbedingung am Outlet verwendet, welche für unstrukturierte Netze ebenfalls nicht geeignet ist. Alternativ sollte hier eine sogenannte *Riemann*-Randbedingung benutzt werden. Der grundlegende Unterschied zwischen beiden Randbedingungen ist, dass die *2D steady*-Randbedingung genau wie die Mixingplane radiale Bänder verwendet, um radial gemittelte Werte auf dem Interface festzulegen, wohin gegen bei einer *Riemann*-Randbedingung für jedes einzelne Face des Interfaces ein Wert festgelegt wird. Da am Outlet des Spiralgehäuses ein unstrukturiertes Netz vorliegt, kann TRACE auch hier keine eindeutigen radialen Bänder anhand des Netzes generieren. Um dieses Problem mit Hilfe einer *Riemann*-Randbedingung zu lösen, muss am Outlet eine Fläche vorgegeben werden, welche durch vier Punkte auf dem Interface definiert ist. Die Definition dieser Fläche, bzw. der vier Punkte, wird TRACE in Form einer Input-Datei übergeben und TRACE führt dann automatisch die Belegung der einzelnen Faces am Outlet durch.

Um nun zu überprüfen, ob die durchgeführten Simulationen mit der ursprünglichen Konfiguration trotzdem realistische Ergebnisse liefern, werden sechs verschiedene Betriebspunkte zu Vergleichszwecken nochmals mit einer überarbeiteten Konfiguration simuliert. In der überarbeiteten Konfiguration wird einerseits der bereits beschriebene Übergangsblock zwischen dem strukturierten und dem unstrukturierten Netz mit reduzierter Auflösung verwendet und andererseits eine *Riemann*-Randbedingung am Outlet des Spiralgehäuses. Im Kennfeld in Abbildung 4.32 sind die sechs zusätzlichen Punkte in das Kennfeld aus Abbildung 4.17 eingetragen.

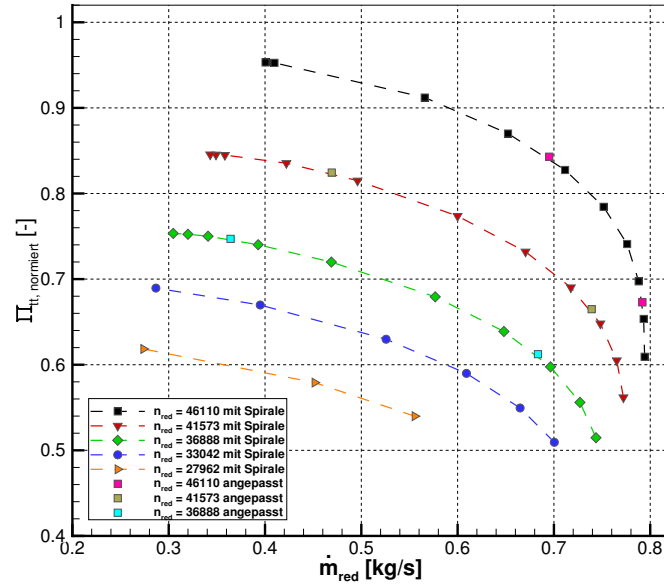


Abbildung 4.32: Darstellung von vier zusätzlich gerechneten Punkten im Kennfeld mit der Konfiguration der reduzierten Auflösung des Übergangsblocks

Alle zusätzlichen Punkte liegen exakt auf den Kurven, die mit der ursprünglichen Konfiguration berechnet wurden, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass die bisherigen Ergebnisse der Rechnungen mit Spiralgehäuse realistische Werte geliefert haben und die Nutzung dieser Ergebnisse zur Auswertung legitim ist. Bei den Rechnungen mit der überarbeiteten Konfiguration konnte allerdings ein besseres Konvergenzverhalten festgestellt werden, weshalb auch in zukünftigen Simulationen die angepasste Konfiguration verwendet werden wird.

5 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Radialverdichter der Firma Liebherr Aerospace Toulouse sowohl mit als auch ohne Spiralgehäuse untersucht und das Betriebsverhalten analysiert. Hierfür wurde ein strukturiertes Rechennetz mit einer C-H-Topologie für das Laufrad erzeugt und ein unstrukturiertes Rechennetz für das Spiralgehäuse. Anschließend wurde zunächst das Laufrad mit unbeschaukeltem Diffusor simuliert und erst später das gesamte System aus Laufrad, Diffusor und Spiralgehäuse.

In den Ergebnissen der Simulationen wurde gezeigt, dass der Verdichter im Auslegungspunkt grundsätzlich subsonisch arbeitet und eine, für Radialverdichter typische, höhere Schaufelbelastung im mittleren bis hinteren Bereich der Passage aufweist. Im Bereich der Pumpgrenze wurde festgestellt, dass vor allem die Strömung an der Schaufelvorderkante durch die Ausbildung von Spaltwirbeln Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze hat und den Umschlag von einer stabilen zu einer instabilen Strömung begünstigen kann. Im hinteren Bereich der Schaufel wurde festgestellt, dass im Bereich des druckseitigen Fillets die Strömungsgeschwindigkeiten immer kleiner werden und somit die Gefahr einer Strömungsablösung besteht, welche ebenfalls zum Pumpen des Verdichters führen kann. In Bezug auf das Projekt ROSSINI und die damit verbundene Auslegung des Prüfstands und Instrumentierung des Verdichters sind diese Ergebnisse wertvoll und geben erste Anhaltspunkte. Zur experimentellen Untersuchung von Pumpeffekten und rotierenden Instabilitäten sollte bei der Instrumentierung besonderes Augenmerk auf die Schaufelvorderkante und Schaufelhinterkante, bzw. den Eintritt in den Diffusor, gelegt werden.

Im Betriebsbereich der Sperrgrenze konnte festgestellt werden, dass sich ein Sperrstoß innerhalb der Schaufelpassage bildet und dass sich durch eine starke negative Inzidenz die Druckverhältnisse an der Schaufelvorderkante umkehren. Dies führt zu einer Spaltströmung, die im vorderen Bereich der Schaufel von der Saug- zur Druckseite gerichtet ist.

Bei der Untersuchung des Spiralgehäuses wurde ein Totaldruckverlust festgestellt, welcher sich in Form von niedrigeren Totaldruckverhältnissen im Kennfeld bemerkbar macht. Maßgeblichen Einfluss auf die Höhe der Druckverluste hat der Strömungswinkel, mit dem die Strömung in die Spirale eintritt, da die Geometrie der Spirale auf einen Strömungswinkel zwischen ca. 48° und 58° ausgelegt ist und größere und kleinere Winkel höhere Verluste generieren. Außerdem beeinflusst der Strömungswinkel die Struktur der Strömung innerhalb der Spirale, da bei großen Winkeln die Tendenz besteht, dass sich zwei gegenläufige Wirbel im Querschnitt der Spirale ausbilden und bei kleinen Winkeln nur ei-

ner. Des Weiteren sind in der Eintrittsebene der Spirale Druckunterschiede vor und hinter der Zunge zu sehen, welche ebenfalls für eine experimentelle Untersuchung des Pumpens und rotierender Instabilitäten von Bedeutung sein könnten und somit bei der Instrumentierung berücksichtigt werden sollten.

Im weiteren Verlauf des Projekts, d.h. sowohl für die grundsätzliche Untersuchung von rotierenden Instabilitäten, als auch die weitere Auslegung des Prüfstands und der Planung der Instrumentierung, sollen Simulationen mit einer Vollkranz-Konfiguration durchgeführt werden. Diese ermöglichen eine genauere Betrachtung der Wechselwirkung zwischen der Spirale und dem Verdichterlaufrad, da keine Mixingplane mehr benötigt wird. Auch die Durchführung von instationären Rechnungen könnte neue Erkenntnisse liefern und sollte in Zukunft durchgeführt werden.

Literatur

- [1] Willy J.G. Bräunling. *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. VDI-Buch. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [2] Hubert Grieb. *Verdichter für Turbo-Flugtriebwerke*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [3] Christof Lechner und Jörg Seume. *Stationäre Gasturbinen*. VDI-Buch. Springer-Verlag, Berlin, 2010.
- [4] Stefan Lecheler. *Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele*. Studium. Vieweg +Teubner Verlag / Springer Fachmedien GmbH, Wiesbaden, 2011.
- [5] Eckart Laurien und Herbert Oertel. *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit*. Studium. Vieweg +Teubner Verlag / Springer Fachmedien GmbH, Wiesbaden, 2011.
- [6] Heinz Herwig. *Wärmeübertragung A-Z: Systematische und ausführliche Erläuterungen wichtiger Größen und Konzepte*. VDI-Buch. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.
- [7] Institut für Antriebstechnik. *TRACE User Guide: TRACE version 9.0.411*. Institut für Antriebstechnik, DLR Köln, 2016.
- [8] David C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, (26):1299–1310, 1988.
- [9] J. D. Denton. Loss mechanisms in turbomachinery. *Journal of Turbomachinery*, 1993.
- [10] Anton Weber und Marcel Sauer. *PyMesh Meshing Package for Turbomachinery CFD: Structured Multiblock Grids*. Institut für Antriebstechnik, DLR Köln, 2016.
- [11] Romuald Skoda. *Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*. Dissertation, Technische Universität München, München, November 2002.
- [12] Edmund Kügeler. Trace portal. http://www.trace-portal.de/wiki/index.php/Main_Page, Stand: 05.04.2017.

- [13] Joel H. Ferziger und Milovan Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, Berlin, 2008.
- [14] Rüdiger Schwarze. *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 2013.
- [15] Hermann Schlichting, Klaus Gersten und Egon Krause. *Grenzschicht-Theorie: Mit 22 Tabellen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [16] Chung-Hua Wu. A general theory of two- and three-dimensional rotational flow in subsonic and transonic turbomachines. *NASA Contractor Report 4496*, 1993.